ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 14 FÉVRIER 1927.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES BARROIS.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur un cas particulier de diffraction des images solaires.* Note de M. **MAURICE HAMY**.

Dans des recherches antérieures ([1]) ayant pour objet la création d'une méthode d'observation permettant d'obtenir la valeur absolue du diamètre solaire, en vue surtout de l'étude de ses variations problématiques, j'ai indiqué que l'intensité de la lumière diffractée par une fente rectangulaire, placée devant l'objectif de la lunette d'observation, s'exprime par la somme de plusieurs intégrales doubles. J'ai donné les expressions entièrement explicites de deux d'entre elles. Je me propose, dans la présente Communication, de faire connaître les résultats auxquels je suis parvenu pour la suivante :

$$L_{2\sigma} = \int_C \frac{(1-u)^{\sigma-\frac{1}{2}}}{(u-\alpha)^2} \cos 2m(u-\alpha)\,du \int_{-1}^{+1} \frac{1-\cos\left(2nz\sqrt{1-u^2}\right)}{z^2}(1-z^2)^\sigma\,dz,$$

dans laquelle σ désigne un entier positif ou nul, ne dépassant pas quelques unités, m un nombre au moins égal à 10000, n un nombre de l'ordre de grandeur de $\sqrt{m}$ et α le rapport $\frac{\sin\varphi}{\sin\varepsilon}$, ε étant le demi-diamètre angulaire de l'astre et φ la direction, par rapport à celle du centre de l'astre, d'un point particulier quelconque de l'axe de symétrie de l'image, parallèle au grand côté de la fente. L'intégrale, relative à la variable u, est d'ailleurs prise le long d'un contour fermé renfermant l'origine, les points $u = \pm 1$, et le point $u = \alpha$.

([1]) *Comptes rendus*, **182**, 1926, p. 993 et 1105.

Supposons : 1° $0 < \alpha < 1$. On a

$$L_{2\sigma} = -4\pi m(1-\alpha^2)^{\sigma-\frac{1}{2}} \int_{-1}^{+1} \frac{1-\cos 2nz\sqrt{1-\alpha^2}}{z^2}(1-z^2)^\sigma dz + \tau,$$

τ ayant pour expression

$$\tau = \mu\, 2\sqrt{\pi}\frac{\Gamma(\sigma+1)}{m^{\sigma+\frac{1}{2}}}\nu E^{\frac{\nu}{2}}\left[\frac{1}{(1-\alpha)^2}+\frac{1}{(1+\alpha)^2}\right]$$

(pour α non voisin de 1 et $\sigma \geqq 0$)

ou

$$\tau = \mu\, 2\sqrt{\pi}\frac{\Gamma(\sigma+1)}{m^{\sigma-\frac{3}{2}}}\nu E^{\frac{\nu}{2}}\left[4+\frac{1}{m^2(1+\alpha)^2}\right]$$

(pour α voisin ou non de 1 et $\sigma \geqq 1$).

Dans ces expressions, μ est un nombre indéterminé compris entre -1 et $+1$; ν désigne le rapport $\frac{n^2}{m}$. L'intégrale $\int_{-1}^{+1}$ se calcule par un développement en série, lorsque $n\sqrt{1-\alpha^2}$ n'est pas élevé, et par un développement semi-convergent, dans le cas contraire.

2° Lorsque $\alpha > 1$,

$$L_{2\sigma} = (-1)^\sigma 4\pi\sigma\alpha(\alpha^2-1)^{\sigma-\frac{3}{2}} \int_{-1}^{+1} \frac{1-\cos 2niz\sqrt{\alpha^2-1}}{z^2}(1-z^2)^{\sigma-1} dz + \tau,$$

τ ayant les mêmes expressions que ci-dessus.

Les formules qui précèdent suffisent pour $\sigma \geqq 1$. On doit leur substituer les suivantes pour $\sigma = 0$:

q désignant un entier arbitraire que l'on choisit de manière à avoir la meilleure approximation, on a pour $0 < \alpha < 1$, α étant supposé non voisin de 1,

$$L_0 = -4\pi m(1-\alpha^2)^{-\frac{1}{2}} \int_{-1}^{+1} \frac{1-\cos 2nz\sqrt{1-\alpha^2}}{z^2} dz$$

$$+\sum_{p=0}^{p=q} \frac{2^{\frac{3}{2}}(p+1)\sqrt{\pi}}{(1-\alpha)^{p+2}(2m)^{p+\frac{1}{2}}} \left\{ \begin{array}{l} U_p \cos\left[2m(1-\alpha)+\left(\frac{3}{2}-p\right)\frac{\pi}{2}\right] \\ -V_p \sin\left[2m(1-\alpha)+\left(\frac{3}{2}-p\right)\frac{\pi}{2}\right] \end{array} \right\}$$

+ un terme qui s'obtient en changeant α en $-\alpha$ dans le précédent et l'entier q par un autre entier arbitraire q'

$$+\mu \left\{ \begin{array}{l} \frac{2^{\frac{3}{2}}(q+2)\sqrt{\pi}}{(1-\alpha)^{q+3}(2m)^{q+\frac{3}{2}}} W_{q+1} + \frac{\nu\sqrt{2\pi}}{(1-\alpha)^2(2m)^{\frac{3}{2}}}\left[\frac{3}{4}+3\frac{\nu}{2}+\left(\frac{\nu}{2}\right)^2\right]E^{\frac{\nu}{2}} \\ + \text{deux termes qui s'obtiennent en changeant } \alpha \text{ en } -\alpha \text{ dans les précédents et } q \text{ en } q' \end{array} \right\}.$$

Dans cette expression, U_p et V_p sont définis par les formules de récurrence suivantes, en faisant

$$U_0 = \sum_{p=1}^{p=\infty} \frac{\nu^p}{(2p-1)\Gamma(p+1)} \cos p\frac{\pi}{2}, \qquad V_0 = \sum_{p=1}^{p=\infty} \frac{\nu^p}{(2p-1)\Gamma(p+1)} \sin p\frac{\pi}{2},$$

$$U_p = p\,U_{p-1} + \frac{\sqrt{\nu}}{2}\frac{d^{p-1}}{d\nu^{p-1}}\left[\nu^{p-\frac{3}{2}}(\cos\nu - 1)\right],$$

$$V_p = p\,V_{p-1} + \frac{\sqrt{\nu}}{2}\frac{d^{p-1}}{d\nu^{p-1}}\left[\nu^{p-\frac{3}{2}}\sin\nu\right].$$

Posant

$$W_0 = \sum_{p=1}^{p=\infty} \frac{\nu^p}{(2p-1)\Gamma(p+1)},$$

on a d'ailleurs

$$W_{q+1} = (q+1)W_q + \frac{\sqrt{\nu}}{2}\frac{d^q}{d\nu^q}\left[\nu^{q-\frac{1}{2}}(E^\nu - 1)\right].$$

Pour $\alpha > 1$ et non voisin de 1, l'expression de L_0 s'obtient en remplaçant le terme dépendant de l'intégrale $\int_{-1}^{+1}$, dans la précédente, par

$$-\frac{4\pi\alpha}{(\alpha^2-1)^{\frac{3}{2}}}\left(-1 + \cos 2ni\sqrt{\alpha^2-1}\right).$$

Enfin, pour α voisin de 1 ou égal à 1, on a

$$L_0 = \frac{2^4\sqrt{2\pi}}{m^{-\frac{3}{2}}}\nu\sum_{s=0}^{s=\infty}\frac{[2m(\alpha-1)]^s}{\Gamma(s+1)}S_s + \mu\frac{\sqrt{\pi}}{m^{-\frac{1}{2}}}2\nu\left[E^{\frac{\nu}{2}} + \sqrt{\pi}\,|\,2m(\alpha-1)\,|^{\frac{3}{2}}\right],$$

μ désignant un nombre compris entre -1 et $+1$, S_s la série

$$S_s = \sum_{p=1}^{p=\infty}\frac{\cos(p-s)\frac{\pi}{2} + \sin(p-s)\frac{\pi}{2}}{[2(p-s)-3][2(p-s)-1]}\,\frac{\nu^{p-1}}{(2p-1)\Gamma(p+1)}.$$

Cette formule convient pour $\alpha < 1$. Elle est valable aussi pour $\alpha > 1$, sauf que le terme en μ doit être remplacé par un autre dont il est inutile de donner ici l'expression.

PHOTOCHIMIE. — *Sur les actions chimiques des radiations.* Note de M. **P. Villard**.

J'ai précédemment montré [1] comment la considération des niveaux atomiques permettait d'expliquer l'effacement d'une image latente de rayons X par la lumière ordinaire, et le rétablissement, presque complet, de la sensibilité du gélatino-bromure d'argent pour ces mêmes rayons. Je rappelle que, dans cette manière de voir, l'ionisation produite par la lumière sur les niveaux optiques provoquerait la reconstitution des niveaux profonds atteints par les rayons X, mais inaccessibles à la lumière, d'où suppression de l'image et restauration de la sensibilité pour la haute fréquence.

Si cette interprétation est justifiée, deux images latentes produites l'une par la lumière, l'autre par les rayons X doivent avoir des propriétés différentes; il doit être possible de caractériser ces propriétés, et de trouver, par exemple, des réactifs capables soit d'effacer, soit de développer à volonté l'une ou l'autre de ces images.

L'expérience montre qu'il en est bien ainsi.

Soient deux plaques photographiques (deux moitiés d'une même plaque) dont l'une a reçu une impression optique, soit à la chambre noire, soit par éclairement direct sous des échelons de papier donnant des demi-teintes, l'autre ayant servi à radiographier des objets de transparences diverses, tels que des plaques de métal.

Nous supposerons des temps de pose sensiblement équivalents pour un développement ordinaire, et voisins de la valeur normale, c'est-à-dire loin de la solarisation.

Si, avant de développer, on traite ces plaques par un affaiblisseur modéré, de préférence par une solution de ferricyanure de potassium (2 à 5 pour 100) additionné de 0,5 à 1 pour 100 de bromure de potassium, on constate, au développement, que l'image optique apparaît tardivement et demeure extrêmement faible, alors que la radiographie devient rapidement vigoureuse, et offre l'aspect d'une épreuve plutôt éclaircie qu'affaiblie. La différence est tout à fait frappante, surtout par comparaison avec des échantillons témoins.

Cet affaiblisseur est lent, et son action, qui paraît tendre pratiquement vers une limite, doit être prolongée pendant plusieurs heures; une trace d'ammoniaque accé-

---

(1) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 131.

lère un peu la réaction, mais provoque facilement le décollement de la gélatine. L'addition de quelques dix-millièmes d'hyposulfite de soude est beaucoup plus efficace : elle a, par contre, l'inconvénient de diminuer la différence qu'il s'agit d'observer.

Comme révélateur, j'ai employé l'hydroquinone, après lavage éliminant les réactifs précédents.

On obtient une discrimination inverse, et plus parfaite, en remplaçant l'affaiblisseur précédent par une solution de chlorure ou de bromure mercurique au millième, qu'on laisse agir pendant un quart d'heure environ; au développement, l'image optique apparaît seule, sensiblement affaiblie par rapport à un témoin; l'image de haute fréquence ne se développe pas.

Ces deux méthodes, qui conduisent à des résultats opposés, se prêtent aisément à des expériences comparatives écartant toute erreur qui proviendrait d'un choix défectueux des temps de pose.

On réalise une variante intéressante de la seconde expérience en faisant usage du révélateur physique au bromure mercurique imaginé par MM. Lumière et Seyewetz ([1]), et qui s'emploie après fixage. On réussit particulièrement bien avec les nouvelles plaques Lumière et Jougla, marque *Micro*, dont le grain est très fin. Avec des poses équivalentes, et qui doivent être ici deux ou trois fois plus grandes que la durée ordinaire d'impression, l'image optique se révèle bien, mais, sans doute à cause de la présence du bromure de mercure, on n'obtient pas trace de la radiographie.

Pour que cette dernière apparaisse, il faut multiplier la pose normale, non plus par 2 ou 3, mais par 15 ou 20.

Il est toutefois possible d'appliquer ce procédé au cas d'une image latente de haute fréquence : il suffit de lui substituer une image optique, ce qu'on réalise par une exposition de deux ou trois minutes à la lumière d'une lampe; l'impression produite par les rayons X s'efface, et, là où ils n'ont pas agi, la lumière produit son effet ordinaire; l'image, ainsi inversée, n'est plus de haute fréquence et devient accessible au révélateur mercurique. L'épreuve obtenue est évidemment positive.

Ces deux images, qui doivent sans doute leurs propriétés si distinctes au fait qu'elles ne correspondent pas aux mêmes niveaux atomiques, peuvent coexister sans se confondre : on peut répéter les expériences précédentes avec une plaque unique que l'on impressionne successivement, et dans l'ordre que j'indique, par la lumière et les rayons X. Au moyen des réactifs précités, on développe à volonté l'une ou l'autre des deux images, à cela

---

([1]) *Comptes rendus*, 153, 1911, p. 102. Cf. *Agenda Lumière*.

près que l'image optique est plus difficile à éliminer que la radiographie; il ne semble cependant pas impossible d'y parvenir.

L'indépendance des deux impressions peut être mise en évidence par un autre moyen :

On solarise une plaque sensible par exposition directe à la lumière du ciel pendant une dizaine de minutes, soit plusieurs centaines de fois la pose de solarisation. La sensibilité pour la lumière est devenue infime, et un supplément d'exposition de plus d'une minute serait nécessaire pour obtenir un effet bien net; un calcul facile, basé sur la comparaison entre l'ouverture d'un objectif ordinaire et celle du ciel, montre qu'il faudrait beaucoup d'heures pour faire une photographie avec du bromure d'argent aussi fortement modifié.

On peut cependant, même sans augmenter le temps de pose, obtenir, avec une telle plaque, une radiographie, d'ailleurs faible, et naturellement voilée. Il est remarquable que le développement de celle-ci ne commence guère qu'après celui du voile optique, comme s'il y avait action sélective du révélateur. Ainsi qu'on peut le prévoir, on améliore considérablement le résultat en traitant d'abord la plaque sensible par l'affaiblisseur au ferricyanure, et la radiographie se développe alors beaucoup plus rapidement.

La sensibilité, toutefois, est un peu amoindrie, et il convient de quadrupler le temps de pose. Dans ces conditions on obtient encore un résultat très net même après une exposition de 7 heures à la lumière directe du jour [1].

Mais le fait le plus important que l'on constate dans cette expérience est que la radiographie est *négative*, alors que sur une plaque solarisée on ne pourrait avoir qu'une photographie *positive* (à moins de dépasser le lointain minimum de la courbe de solarisation). D'où la conclusion suivante :

Une plaque au gélatino-bromure d'argent, solarisée, même amplement, par la lumière, n'est pas solarisée pour les radiations de haute fréquence, et, de plus, conserve, pour ces dernières, une partie notable de sa sensibilité.

On voit ainsi combien est erronée l'opinion, parfois admise, que toutes les radiations produisent sur les préparations photographiques des impressions de même nature. Les faits qui viennent d'être exposés établissent au contraire clairement que les propriétés d'une image latente varient avec la fréquence de la radiation agissante, c'est-à-dire avec le rang du niveau atomique intéressé par cette radiation.

---

[1] En raison de la grandeur de l'impression optique, il y a ici avantage à ajouter au bain affaiblisseur une trace d'hyposulfite de soude, ce qui, en même temps, réduit beaucoup la durée de l'opération.

MÉCANIQUE. — *Remarque au sujet de la Note publiée par M.* SUGOT [1]. Note [2] de M. DE SPARRE.

Dans cette Note intéressante, M. Sugot indique comme due à M. Esclangon la condition de stabilité des projectiles

$$\frac{4MB}{A^2\omega^2} < 1.$$

Je me permets de faire remarquer que j'ai donné cette condition dans mon Mémoire communiqué le 9 décembre 1903 par MM. Mittag-Leffler et Phragmén à l'Académie de Stockholm et publié dans les *Arkiv för matematik, astronomi och fysik,* Bd 1, en février 1904.

Je montre dans ce Mémoire que la quantité $\frac{4MB}{A^2\omega^2}$ [3] doit, pour la stabilité, être plus petite que un et cependant pas très petite. Je fais voir de plus que, si l'on veut rendre minimum, pendant la première période du mouvement, l'angle de la tangente et de l'axe figure, il faut prendre

$$\frac{4MB}{A^2\omega^2} = \frac{3}{4}.$$

Je donne d'ailleurs dans le Mémoire [4] les coordonnées de la courbe décrite par la trace de l'axe du projectile sur un plan perpendiculaire à la tangente.

J'ai donné de nouveau ces résultats dans le Mémoire publié en 1911 dans les *Annales de la Société scientifique de Bruxelles* [5], Mémoire dans lequel j'ai de plus examiné l'influence que peuvent avoir de petites imperfections du projectile ou des conditions de départ non absolument régulières.

---

(1) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 186.

(2) Séance du 7 février 1927.

(3) En tenant compte des notations de M. Sugot, cette quantité est désignée dans mon Mémoire par H.

(4) Les équations du mouvement sont obtenues au moyen du théorème relatif à la vitesse absolue de l'extrémité de l'axe cinétique.

(5) Également, Gauthier-Villars, 1911.

M. **Charles Richet**, présentant l'ouvrage qu'il vient de publier : *L'Intelligence et l'Homme. Études de Psychologie et de Physiologie* (un volume in-8°, 1927, Alcan, Paris), s'exprime en ces termes :

Ces études ne constituent pas un ensemble dogmatique. Il faut les considérer plutôt comme des fragments d'études, montrant à divers points de vue les ressources prodigieuses de l'intelligence humaine. La peur, la mémoire, la certitude, le langage ; tels sont entre autres les problèmes psychologiques auxquels j'ai cherché à apporter les lumières de la physiologie.

De même qu'en publiant mon livre : *Le savant*, j'ai témoigné mon adoration pour la science, de même, en publiant ce livre sur l'intelligence et l'homme, je professe mon adoration pour l'intelligence de l'homme. Le chef-d'œuvre de la création, c'est l'intelligence humaine. Voilà pourquoi son étude est toujours neuve, malgré les admirables et innombrables travaux dus à tous les psychologues depuis les temps les plus reculés.

On trouvera toujours de l'imprévu.

J'ose espérer que dans ce livre on trouvera quelque imprévu.

M. **N. E. Nörlund** fait hommage à l'Académie de ses *Leçons sur les séries d'interpolation* rédigées par René Lagrange.

NOMINATIONS.

M. **C. Matignon** est désigné pour représenter l'Académie le 27 février à la pose d'une plaque commémorative sur la maison où Jean-Baptiste Dumas est mort à *Cannes*.

ÉLECTIONS.

M. **John Townsend**, par 42 suffrages contre 3 à M. *Niels Bohr* et 2 à M. *Thomsen*, est élu Correspondant pour la Section de Physique en remplacement de M. *Pierre Weiss*, élu Membre non résidant.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Tratado de Oceanografia*, par Rafael de Buen y Lozano. (Présenté par M. Ch. Lallemand.)

2° *Description et étude du cercle azimutal* n° 3 S. E. R. C., Modèle Roussilhe. M. Chasselon constructeur. (Présenté par M. Ch. Lallemand.)

3° A. Kotzareff et Roger Fischer. *Les Cancers et la physico-chimie*. (Présenté par M. Ch. Richet.)

4° *Manuel de la Classification décimale à l'usage des ingénieurs électriciens*, par E. Beinet. Préface de Paul Otlet. (Présenté par M. H. Sebert.)

M. **Robert de Montessus de Ballore** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place d'Académicien libre vacante par le décès de M. *Haton de la Goupillière*.

L'**American Philosophical Society held at Philadelphia for promoting Useful Knowledge** invite l'Académie à se faire représenter à la célébration du *deux-centième anniversaire* de la fondation de la Société par *Benjamin Franklin*, qui aura lieu les 27, 28, 29, 30 avril à Philadelphie.

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Surfaces ayant un ds^2 de Liouville et leurs géodésiques fermées*. Note (¹) de M. **Bertrand Gambier**.

1. Soit une surface S d'élément $ds^2 = [\alpha(x) + \beta(y)](dx^2 + dy^2)$ et à géodésiques fermées. Supposons d'abord que ces géodésiques rencontrent la totalité des *coniques géodésiques* $x =$ const., mais simplement une partie des coniques y. Supposons que la fonction $\alpha(x)$ ait la période π, de sorte que (x, y) et $(x + \pi, y)$ donnent le même point de S; il est

(¹) Séance du 7 février 1927.

nécessaire que $\beta(y)$ ait un maximum, que l'on peut supposer nul, atteint, par exemple, pour $y=0$. Les équations des géodésiques sont

$$(1) \qquad dt = \frac{dx}{\sqrt{\alpha(x)-h}} = \frac{dy}{\sqrt{h+\beta(y)}},$$

où t est une variable auxiliaire et h une constante arbitraire positive inférieure à la limite inférieure de $\alpha(x)$. Je pose

$$(2) \quad \beta_1(y) \equiv \beta(-y), \qquad \beta(y) = \beta_1(y_1) = -z, \qquad dy = \psi(z)\,dz, \qquad dy_1 = \psi_1(z)\,dz$$

de façon que $\beta(y)$ et $\beta_1(y)$ soient deux fonctions inconnues à définir pour $y>0$, que y et y_1 soient fonctions de la même variable positive z; le calcul de $\beta(y)$ ou $\beta_1(y_1)$ revient au calcul de $\psi(z)$ et $\psi_1(z)$. Le procédé d'Abel pour les mouvements tautochrones, employé déjà par Darboux ([1]) pour les surfaces de révolution (α constante positive) donne, avec une fonction $\tau(h)$ auxiliaire,

$$(3) \quad \tau(h) = \int_0^\pi \frac{dx}{\sqrt{\alpha(x)-h}}, \qquad \psi(z)+\psi_1(z) = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{\tau(0)}{\sqrt{z}} + \int_0^z \frac{\tau'(h)\,dh}{\sqrt{z-h}}\right].$$

On peut se donner *arbitrairement* la fonction $\alpha(x)$, continue, positive, de période π, puis la fonction $\beta(y)$, nulle pour $y=0$, négative pour $y>0$. On remarquera que, si $\beta'(0)\neq 0$, autrement dit si $\psi(z)$ n'est pas de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{z}}$ pour z infiniment petit, les surfaces obtenues ont la ligne $y=0$ pour ligne anguleuse; quand elle n'est pas anguleuse, la ligne $y=0$ est une géodésique. En général, les surfaces obtenues sont composées de deux morceaux analytiquement distincts dont $y=0$ est la frontière commune.

Supposons maintenant que les lignes géodésiques ne rencontrent qu'une partie des coniques x et y; il n'y a plus intérêt à supposer $\alpha(x)$ périodique : elle doit avoir un maximum $A>0$ atteint, par exemple, pour $x=0$, tandis que $\beta(y)$ satisfait aux mêmes conditions que plus haut. J'écris encore les relations (2), puis les relations semblables

$$(4) \quad \alpha_1(x) \equiv \alpha(-x), \quad A-\alpha(x) = A-\alpha_1(x_1) = \zeta, \quad dx = \varphi(\zeta)\,d\zeta, \quad dx_1 = \varphi_1(\zeta)\,d\zeta$$

Je choisis *arbitrairement* une fonction $\tau(h)$ définie de $h=0$ à $h=A$; posons $h+l=A$. Les deux fonctions ψ et ψ_1 sont liées par la seconde

([1]) *Théorie des surfaces*, 3, p. 4-8.

relation (3), et $\varphi(\zeta)$, $\varphi_1(\zeta)$ par la relation

$$(5) \qquad \varphi(\zeta)+\varphi_1(\zeta)=\frac{1}{2\pi}\left[\frac{\tau(A)}{\sqrt{\zeta}}-\int_0^{\zeta}\frac{\tau'(A-l)\,dl}{\sqrt{\zeta-l}}\right].$$

Finalement, on a pu choisir arbitrairement $\tau(h)$, $\psi(z)$ et $\varphi(\zeta)$.

2. M. Carathéodory (1) a appliqué ce procédé d'Abel simplement aux surfaces à géodésiques fermées (toujours du type de Liouville), telles que les géodésiques issues d'un point A arbitraire aillent, avant de revenir en A, concourir en un même point A_1, *antipode géodésique* de A. J'ai déjà signalé (2) l'élégance et l'importance des résultats de l'éminent géomètre; il me sera donc permis de signaler que l'emploi de la seule géométrie, dans cette question difficile, offre l'inconvénient ds présumer *nécessaires* des conditions, en réalité, simplement *suffisantes*. La correspondance (A, A_1) est une *auto-isométrie* de la surface *échangeant la forme de Liouville avec elle-même :* la seule base *analytique* solide est le beau Mémoire de M. G. Kœnigs (3) que j'ai déjà cité. La correspondance (A, A_1) a l'une des formes analytiques ($\varepsilon=\pm 1$, a et b constantes).

$$\begin{cases} x_1=\varepsilon x+a, \\ y_1=\varepsilon y+b, \end{cases} \quad \begin{cases} x_1=x+a, \\ y_1=-y, \end{cases} \quad \begin{cases} x_1=x, \\ y_1=-y, \end{cases} \quad \begin{cases} x_1=\varepsilon y, \\ y_1=-\varepsilon x, \end{cases} \quad \begin{cases} x_1=\varepsilon y+a, \\ y_1=\varepsilon x+b, \end{cases} \quad \begin{cases} x_1=\varepsilon y, \\ y_1=\varepsilon x, \end{cases}$$

M. Carathéodory s'est occupé uniquement de la seconde forme ; j'ai donné des exemples inédits de la seconde et troisième forme ; d'ailleurs les formules qui résolvent cette seconde ou troisième forme sont toutes semblables à celles utilisées respectivement pour le premier ou second cas du numéro précédent. M. Carathéodory n'a pas aperçu que, pour la seconde forme, il n'y a pas seulement *une* représentation conforme de S sur une sphère Σ, telle que deux antipodes de S aient toujours pour homologues deux points diamétralement opposés mais au moins les ∞^1 représentations correspondant aux coniques homofocales de la sphère, avec le ds^2 caractéristique

$$[p(\omega+i\xi)-p(\omega'+\eta)](d\xi^2+d\eta^2),$$

où p est la fonction de Weierstrass aux périodes 2ω, $2\omega'$, ω étant réel et ω'

(1) *Abhandlungen aus dem Mathematischen Seminär,* Hamburg, 4, 1926, p. 297-312.

(2) *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 257.

(3) *Mémoires des Savants étrangers*, **31**, VI, 1894, p. 1-318.

imaginaire pure. *Si donc, par extension des beaux résultats de M. H. Weyl* [1], *le* ds^2

$$(v-u)\left[\frac{du^2}{4(u-e_1)(u-e_2)(u-e_3)}-\frac{m^2\,dv^2}{4(v-e_1)(v-e_2)(v-e_3)}\right]$$

où e_1, e_2, e_3 *sont réels* $(e_1+e_2+e_3=0)$ *définit* in abstracto *une surface fermée convexe avec quatre points singuliers, on a un exemple précis de surface fermée à antipodes géodésiques*, si m est le quotient de deux nombres entiers impairs et est suffisamment voisin de 1. Existe-t-il une surface fermée (autre que la sphère) *sans singularité* à antipodes géodésiques? La question reste en suspens, contrairement à l'affirmation de M. Carathéodory.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Point singulier isolé non critique d'une fonction harmonique*. Note de M. **P. Noaillon**, présentée par M. Hadamard.

Nous pourrons supposer que, par la transformation de Lord Kelvin, on a éloigné à l'infini le point singulier P considéré. La remarque suivante ramène alors l'étude au cas d'une fonction harmonique *entière :*

Toute fonction harmonique $f(M)$, *pour laquelle* $M=\infty$ *est un point singulier isolé non critique, est de la forme suivante :*

1° *Pour un nombre de variables* $\nu>2$, $f(M)$ *est la somme d'une fonction harmonique* ENTIÈRE *et d'une fonction harmonique* RÉGULIÈRE *au point* $M=\infty$;

2° *Pour* $\nu=2$, *il faut entre ces deux termes intercaler*

$$K\log r,$$

r étant la distance du point M *à l'origine.*

Cette remarque augmente encore l'intérêt du théorème de M. E. Picard :

« Si une fonction harmonique entière reste (algébriquement) inférieure à une constante, elle se réduit à une constante [2]. »

Je voudrais présenter l'extension suivante de ce théorème :

Si une fonction harmonique entière $f(M)$ *est telle que, pour une valeur donnée non négative de p, le rapport* $\frac{f(M)}{r^p}$ *reste borné d'un côté* (*par*

---

(1) *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich*, **61**, 1916, p. 40-73.

(2) Ce théorème, donné depuis longtemps dans le cours de M. Picard, est rappelé avec une démonstration très simple dans le *Bull. de la Soc. math. de France*, **52**, 1924, p. 165.

exemple $\frac{f(M)}{r^p} < A\Big)$, *elle se réduit à un polynome harmonique de degré au plus égal à* p.

C'est un perfectionnement à une proposition donnée par H. Poincaré [1], laquelle exigeait que $\frac{f(M)}{r^p}$ fût bornée *en module*. Dans le cas de $\nu = 2$ nous avons un théorème de M. J. Hadamard sur la partie réelle d'une fonction analytique entière de $x_1 + ix_2$ [2]. La démonstration suivante, inspirée en partie par celle de M. Hadamard, s'applique à un nombre quelconque ν de variables.

On a

$$f(M) = \sum_{n=0}^{\infty} X_n(M), \tag{1}$$

$X_n(M)$ étant un polynome harmonique homogène de degré n en les coordonnées $x_1 \ldots x_\nu$ de M, et la série étant uniformément convergente dans tout domaine borné.

Tout revient à démontrer que la condition

$$\frac{f(M)}{r^p} < A \tag{2}$$

entraîne $X_q(M) = 0$ pour $q > p$.

Soit σ la sphère de centre O et de rayon 1, et soit m le point de percée de la demi-droite (OM) avec σ. On a

$$X_n(M) = r^n X_n(m)$$

et il nous suffira de démontrer que

$$X_q(m) = 0 \tag{3}$$

pour $q > p$.

Multiplions les deux nombres de (1) par $X_q(M)$ et intégrons sur la sphère S de centre O et de rayon r arbitrairement grand. A cause de la relation d'orthogonalité entre les X_n, nous obtenons

$$\int_\sigma [X_q(m)]^2 \, d\sigma_m = \int_\sigma X_q(m) \frac{f(M)}{r^q} \, d\sigma_m,$$

---

(1) *Théorie du potentiel newtonien*, Paris, 1899, § 95, p. 208.

(2) *Comptes rendus*, **114**, 1892, p. 1053.

d'où, en désignant par B_q le maximum de $|X_q(m)|$ sur σ,

(4) $$\int_\sigma [X_q(m)]^2 \, d\sigma_m \leqq B_q \int_\sigma \frac{|f(M)|}{r^q} \, d\sigma_m.$$

Désignons par Pf une fonction $= f$ lorsque $f \geqq 0$; $= 0$ lorsque $f \leqq 0$. Comme on a

$$|f| = 2Pf - f,$$

la formule (4) peut s'écrire

$$\int_\sigma [X_q(m)]^2 \, d\sigma_m \leqq 2B_q \int_\sigma \frac{Pf(M)}{r^q} \, d\sigma_m - \frac{B_q}{r^q} \int_\sigma f(M) \, d\sigma_m.$$

Or, en posant $\int_\sigma d\sigma_n = S_\nu$, on a

$$\int_\sigma f(M) \, d\sigma_m = f(0) \, S_\nu;$$

donc

(5) $$\int_\sigma [X_q(m)]^2 \, d\sigma_m \leqq 2B_q \int_\sigma \frac{Pf(M)}{r^q} \, d\sigma_m - \frac{B_q f(0) S_\nu}{r^q}.$$

Supposons $q > p \geqq 0$ et faisons tendre r vers l'infini. Dans le deuxième membre, le deuxième terme tend vers zéro. De l'hypothèse (2) l'on déduit

$$0 \leqq \frac{Pf(M)}{r^q} \leqq \frac{|A|}{r^{q-p}},$$

donc l'expression $\frac{Pf(M)}{r^q}$ tend uniformément vers zéro pour $r = \infty$ et la relation (5) nous donne

$$\int_\sigma [X_q(m)]^2 \, d\sigma_m = 0 \qquad \text{pour} \quad q > p,$$

d'où l'on conclut la relation (3).

Corollaire. — $f(M)$ étant une fonction harmonique, P un point singulier isolé non critique de cette fonction, r la distance de M à l'origine quand P est à l'infini et la distance de M à P quand P est à distance finie : *si quand* M *tend vers* P, *l'un des produits* $z^0 f(M), \ldots, z^n f(M), \ldots, z^{\nu-2} f(M)$ *ne tend pas vers une limite unique, finie ou infinie, chacun de ces points sera essentiellement indéterminé et atteindra toute valeur assignée en une infinité de points* M *s'accumulant dans le voisinage de* P :

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une classe spéciale d'équations de la forme* $s = f(x, y, z, p, q)$. Note de M. **R. Gosse**, présentée par M. Goursat.

J'ai déjà indiqué ([1]) l'intérêt que présentent les équations

$$s = p\varphi(x, y, z, q)$$

qui peuvent se mettre sous la forme

$$\frac{\partial a(x, y, z, q)}{\partial x} = \frac{\partial b(x, y, z, q)}{\partial y};$$

leur intégration se ramène à celle d'une équation différentielle et M. Lainé a utilisé avec succès cettte remarque pour trouver des formules représentant l'intégrale générale de l'équation

$$s = p\left(\frac{\sqrt{q}}{z-y} + \frac{q}{z-y} + \frac{q}{z-x}\right) \tag{1}$$

qui s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1+q+2\sqrt{q}}{z-y} - \frac{q}{z-x}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{z-x}\right). \tag{2}$$

Mais là ne se borne pas la portée de la méthode : celle-ci fait en effet pressentir l'existence d'une transformation de Bäcklund qui ramène à des types connus les équations du type étudié. Ce fait a été démontré directement par M. Goursat ([2]) pour celles de ses équations qui rentrent dans la catégorie qui nous occupe. L'équation de M. Lainé n'échappe pas à cette loi. La forme (2) insiste en effet à faire la transformation

$$x' = x, \qquad y' = y, \qquad p' = \frac{1}{z-x}, \qquad q' = \frac{1+q+2\sqrt{q}}{z-y} - \frac{q}{z-x}$$

qui transforme (2) en

$$s'(x-y) + 2\sqrt{-s'} + p' - q' - p'q'(x-y) = 0. \tag{3}$$

Il suffit de poser

$$z' = -\mathrm{LZ}(x-y)$$

([1]) *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 1597.

([2]) Goursat, *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, 2e série, 1, 1899, p. 31-78 et 439-464.

et de changer y en $-y$ pour obtenir l'équation

$$S = \frac{2\sqrt{PQ}}{x+y}.$$

L'équation de M. Lainé se ramène donc au type I [1] des équations de M. Goursat et s'intègre comme celle-ci [2].

Observations sur la Note précédente de M. R. Gosse, par M. **E. Goursat**.

Le résultat de M. Gosse, très voisin du résultat publié par M. Lainé dans les *Comptes rendus* [3], en est cependant différent. L'équation $s = \frac{2\sqrt{pq}}{x+y}$ est en effet une résolvante *de première espèce* [4], pour le système de Bäcklund

$$x' = x, \quad y' = y, \quad p' = \frac{1}{z-x}, \quad q' = \frac{1+q+2\sqrt{q}}{z-y} - \frac{q}{z-x},$$

tandis que l'équation de M. Lainé est une résolvante de seconde espèce.

M. Lainé part d'un autre système de Bäcklund

$$x' = x, \quad y' = y, \quad p = (z-x)(z-y)e^v, \quad q = \left[(z-y)\frac{\partial v}{\partial y} - 1\right]^2,$$

dont l'équation

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}[(x-y)e^v]$$

est une résolvante *de seconde espèce.*

---

(1) Goursat, *Ibid.*, p. 67.

(2) Goursat, *Leçons sur l'intégration des équations du deuxième ordre*, 2, p. 187.

(3) *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 320.

(4) E. Goursat, *Le problème de Bäcklund* (*Mémorial des Sciences mathématiques*, fasc. VI, 1925, p. 21 et 30).

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur l'ajustage d'un ensemble de valeurs, et ses applications à la représentation des fonctions par des séries de fonctions et aux équations intégrales.* Note [1] de M. **Octave Onicescu**, présentée par M. Émile Borel.

1. La méthode d'ajustage exposée dans une Note précédente [2], nous a conduit à un algorithme représenté par la dernière formule (p. 1260) de cette Note. L'application de cet algorithme peut être très étendue, pouvant se faire, par exemple, au problème de la représentation d'une fonction dont on donne un ensemble de valeurs, par une série de fonctions données.

2. Si la fonction $y^0(x)$ représente, sur l'ensemble ε, les valeurs d'une fonction appartenant à l'ensemble fonctionnel linéaire $\sum_1^h \lambda_i \varphi_i(x)$, la formule d'ajustage à laquelle nous sommes parvenus, nous la donnera.

Nous pouvons aussi observer que notre algorithme peut être appliqué même dans les cas où $y^0(x)$ a des discontinuités, ou si elle devient infinie en un certain nombre de points, pourvu que l'on choisisse d'une manière appropriée ou les fonctions $\varphi_i(x)$, si nous pouvons les prendre à notre volonté, ou les $p(x)$, dans le choix desquelles il y a un grand arbitraire.

3. Nous avons déjà observé que notre algorithme peut être appliqué dans le cas de plusieurs variables. Voici une application. Considérons une équation aux dérivées partielles

$$\mathcal{E}[F(x_1, x_2, \ldots, x_n)] = 0,$$

où figure la fonction $F(x_1, x_2, \ldots, x_n)$ de n variables indépendantes, que nous allons écrire symboliquement $F(P)$.

Nous allons appeler *problème statistique de Dirichlet* correspondant à l'équation $\mathcal{E} = 0$, celui de déterminer la solution $F(x_1, x_2, \ldots, x_n) \equiv F(P)$ qui prend sur un ensemble ε, de points de l'espace considéré, des valeurs données d'avance $y^0(P_\varepsilon)$ ou qui s'approche le mieux possible de ces valeurs.

On choisit un certain nombre de solutions de l'équation $\mathcal{E} = 0$, linéairement indépendantes sur ε. Soit $\sum_1^h \lambda_i \varphi_i(P)$ l'ensemble fonctionnel linéaire

---

[1] Séance du 24 janvier 1927.

[2] *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 1258.

qu'elles déterminent. Notre algorithme nous conduira à une fonction $y(\mathrm{P})$, qui répond, selon notre définition de l'ajustage, au problème posé.

4. Soit maintenant une infinité de fonctions $\varphi_1(\mathrm{P}), \varphi_2(\mathrm{P}), \ldots, \varphi_h(\mathrm{P}), \ldots,$ coexistantes dans un domaine D de l'espace où se trouve P, linéairement indépendantes sur un ensemble ε contenu dans D.

Notre algorithme détermine la fonction de l'ensemble fonctionnel

$$\sum_{1}^{\infty} \lambda_i \varphi_i(\mathrm{P})$$

qui s'approche le plus de la fonction $y^0(\mathrm{P}_\varepsilon)$ donnée sur ε.

En effet, si nous prenons seulement les h premières fonctions, l'algorithme donnera, pour les coefficients,

$$\lambda_l^{(h)} = \int_{\varepsilon h} \mathrm{D}_l^{(h)}(\varphi, y^0)\, p_1(\mathrm{P}_1)\, p_2(\mathrm{P}_2) \ldots p_h(\mathrm{P}_h)\, d\mathrm{P}_1\, d\mathrm{P}_2 \ldots d\mathrm{P}_h,$$

où

$$\mathrm{D}_l^{(h)} = \frac{\begin{vmatrix} \varphi_1(\mathrm{P}_1) & \varphi_2(\mathrm{P}_1) & \ldots & \varphi_{l-1}(\mathrm{P}_1) & y^0(\mathrm{P}_1) & \varphi_{l+1}(\mathrm{P}_1) & \ldots & \varphi_h(\mathrm{P}_1) \\ \varphi_1(\mathrm{P}_2) & \varphi_2(\mathrm{P}_2) & \ldots & \varphi_{l-1}(\mathrm{P}_2) & y^0(\mathrm{P}_2) & \varphi_{l+1}(\mathrm{P}_2) & \ldots & \varphi_h(\mathrm{P}_2) \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ \varphi_1(\mathrm{P}_h) & \varphi_2(\mathrm{P}_h) & \ldots & \varphi_{l-1}(\mathrm{P}_h) & y^0(\mathrm{P}_h) & \varphi_{l+1}(\mathrm{P}_h) & \ldots & \varphi_h(\mathrm{P}_h) \end{vmatrix}}{\| \varphi_i(\mathrm{P}_j) \|_{\substack{i=1,2,\ldots,h \\ j=1,2,\ldots,h}}}.$$

Si nous faisons $h \to \infty$, $\mathrm{D}_l^{(h)}$ tend, en général, uniformément vers une limite déterminée, ou, au moins, on peut s'arranger pour qu'il en soit ainsi. Si, par exemple, $f(\mathrm{P}_\varepsilon)$ est finie et

$$\lim_h \varphi_h(\mathrm{P}_\varepsilon) \equiv 0 \text{ sur } \varepsilon,$$

$\mathrm{D}_l^{(h)}$ tend vers une limite D_l, telle que

$$\sum_{1}^{\infty}{}_l |\mathrm{D}_l| < \mathrm{M},$$

où

$$\mathrm{M} > \frac{\left| \sum_{1}^{h}{}_i \mu_i f(\mathrm{P}_i) \right|}{\text{borne sup. des}_{k=1,2,\ldots} \left| \sum_i \mu_i \varphi_k(\mathrm{P}_i) \right|} \quad \text{(quels que soient } h \text{ et les } \mu_i\text{)}.$$

Si les fonctions $\varphi_i(\mathrm{P}_\varepsilon)$ ne remplissent pas la condition précédente, mais

restent limitées sur ε, on les remplace par

$$\varphi'_1(P) = a_1\varphi_1(P), \qquad \varphi'_2(P) = a_2\varphi_2(P), \qquad \ldots, \qquad \varphi'_h(P) = a_h\varphi_h(P), \qquad \ldots,$$

la suite des nombres $a_1, a_2, \ldots, a_h \ldots$ ayant comme limite zéro.

Or, si $D_l^{(h)}$ tend uniformément vers une limite, l'intégrale nh^{uple} qui donne $\lambda_l^{(h)}$ tend aussi vers une limite car on peut écrire

$$\lambda_l^{(h+p)} - \lambda_l^{(h)} = \int_{e^{h+p}} [D_l^{(h+p)} - D_l^{(h)}]\, p_1(P_1)\, p_2(P_2)\ldots p_h(P_h)\, p_{h+1}(P_{h+1})\ldots p_{h+p}(P_{h+p}) \times dP_1\, dP_2 \ldots dP_{h+p}.$$

Comme

$$|D_l^{(h+p)} - D_l^{(h)}| < \alpha \text{ dans } \varepsilon$$

on aura aussi

$$|\lambda_l^{(h+p)} - \lambda_l^{h}| < \alpha,$$

à partir d'un h suffisamment grand, quel que soit p.

On démontre par la même méthode que

$$\sum_1^{\infty} {}_l |\lambda_l| < M$$

et l'on démontre ainsi que *la solution de notre problème est unique et coïncide avec la solution du problème exact toutes les fois que celui-ci est possible.*

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la parodoxie logique dans la théorie des ensembles.* Note de M. **Hasso Härlen**, présentée par M. Émile Borel.

Parmi les paradoxes de la théorie des ensembles, on peut distinguer deux catégories. Les uns, auxquels appartiennent surtout les paradoxes de détermination verbale (comme par exemple l'*Antinomie Richard*), dépendent essentiellement des singularités de la langue. Tous les autres — c'est-à-dire ceux de Russell, de Burali-Forti et leurs variantes — renferment au fond la même contradiction; nous la nommons *paradoxie logique*. Dans cette Note nous ne nous occuperons que de cette dernière. Les paradoxes logiques sont des applications à certains cas particuliers de notre théorème fondamental :

Théorème. — *Il est impossible qu'une relation ait lieu entre deux ensembles* A *et* B, *telle que soient remplies les deux conditions :*

1. *Si un élément a de* A *correspond à un élément b de* B *dans lequel il*

est contenu, alors il est contenu dans tous les éléments de B *qui lui correspondent.*

Avant d'exprimer la deuxième condition, donnons quelques explications. N'ayant pas supposé la relation biunivoque, à chaque b de B correspond un sous-ensemble A_b de A qui contient les éléments de A correspondant à b. Les ensembles A et B étant arbitraires, il peut se faire que b soit lui-même un ensemble dont le produit avec A_b n'est pas vide. Chaque élément b de B correspond donc à deux sous-ensembles A_{1b} et A_{2b} de A (qui pourraient être vides) tel que A_{2b} comprend tous les éléments de A correspondant à b et y sont contenus, pendant que A_{1b} comprend les éléments de A qui correspondent à b et n'y sont pas contenus. D'après la condition (1), un élément a de A qui est contenu dans un A_{1b} ne peut pas être élément d'un A_{2b} et *vice versa*. Cela posé, nous exprimons la deuxième condition :

2. *Il y a comme élément de* B *un sous-ensemble* Y *de* A *qui contient au moins un élément de chaque* A_{1b} *et qui ne contient aucun élément d'un* A_{2b}; *il existe au moins un élément* a_Y *en* A *qui correspond à* Y (Y est un ensemble de choix de tous les A_{1b} non vides ou la somme de plusieurs de ces ensembles de choix).

La démonstration de ce théorème est à peu près intuitive. a_Y est élément de Y ou non : 1° a_Y est élément de Y ; alors il est élément de A_{2Y} et Y contient un élément d'un A_{2b} en contradiction à sa définition ; 2° a_Y n'est pas élément de Y ; alors il est élément de A_{1Y} et A_{1Y} n'étant pas vide, Y en doit contenir un élément en contradiction à la définition des A_{1b}. En tout cas nous avons une contradiction, d'où résulte l'incompatibilité des deux conditions (1) et (2).

Notre théorème n'est autre chose que la base de la fameuse méthode de démonstration connue sous le nom de procédé diagonal (Diagonalverfahren) et qui sert à prouver l'existence d'ensembles ayant des puissances de plus en plus grandes. On montre par exemple l'impossibilité d'une relation biunivoque entre un ensemble et l'ensemble de ses sous-ensembles en la supposant réalisée, ce qui se montre contradictoire. Il s'agit de la contradiction de notre théorème, la relation étant telle qu'elle dût remplir à la fois les deux conditions ci-dessus.

D'autre part, les paradoxes sont des applications singulières de notre théorème [1]. Ils proviennent de l'application du procédé diagonal à cer-

---

[1] Qui est une généralisation de la « forme générale » de Grelling et Nelson (*Abhandlungen der Fries'schen Schule*, nouvelle série, 2. 1908, p. 306).

tains ensembles, comme par exemple l'ensemble de tous les ensembles (Russell) ou l'ensemble de tous les ordinaux (Burali-Forti). Bref, nous pouvons définir les paradoxes logiques comme des applications du procédé diagonal aux notions d'une classe bien déterminée; je les nomme notions absolues d'universalité ([1]). Ces notions supposeraient l'existence d'une relation remplissant à la fois nos deux conditions.

Il faut encore remarquer qu'on peut construire des paradoxes logiques qui ne résultent pas immédiatement de notre théorème, mais de quelques variantes de ce théorème qu'on peut obtenir aisément. Il suffit que dans la définition des A_{2b} (« un A_{2b} est l'ensemble des éléments de A correspondant à b et y contenus ») on remplace les mots « y contenus » par « qui sont contenus dans un élément de b ou par « qui sont contenus dans un élément d'un élément... d'un élément de b ». On trouvera toujours des ensembles paradoxes qui sont en contradiction avec le théorème modifié.

L'analyse des deux conditions nous mène à ce résultat, que la deuxième étant remplie il est facile de modifier les ensembles A et B de façon que chaque sous-ensemble de A soit élément de B. De sorte que les paradoxes seront évités dans une théorie dans laquelle une relation en accord avec la condition (1) est *a priori* impossible entre un ensemble et l'ensemble de ses sous-ensembles. En procédant ainsi on arrive à une théorie de types qui est une simplification de la fameuse théorie de Russell. Inutile de dire que dans cette théorie le procédé diagonal n'est plus applicable en général.

AÉRODYNAMIQUE. — *Calcul des forces de frottement sur les profils d'ailes.* Note ([2]) de M. **P. Dupont**, présentée par M. Rateau.

On sait qu'un plan de surface S, de profondeur a, orienté parallèlement à un courant d'air régulier U_0, subit sur une face une force de frottement

$$F = c_f SU_0^2 = c'_f (U_0 a)^{-0,15} SU_0^2,$$

c'_f ne dépendant que de l'état des surfaces. Pour un profil de profondeur a, plongé dant le même courant U_0, la vitesse V est variable en chaque point; nous admettrons que sur l'élément ds de largeur unité s'exerce une force de

---

([1]) J'en ai donné une description assez précise dans ma Thèse (non encore publiée) où se trouvent prouvées en détail les assertions de cette Communication.

([2]) Séance du 7 février 1927.

frottement

$$dF = c_f V^2 \, ds,$$

c_f ne dépendant que de c'_f et de $(U_0 a)^{-0,15}$. Une relation analogue a déjà été établie par Joukowski [1] moyennant certaines hypothèses sur la couche limite; pour avoir des forces de l'ordre de grandeur des pressions, il est commode d'opérer sur les forces tangentielles $d\Phi = \frac{dF}{c_f}$.

Avec les notations d'une Communication antérieure [2] pour un mouvement plan parallèle défini par rapport à des axes de sens direct, z et Z étant respectivement les variables des plans du cercle et du profil, on trouve pour les forces tangentielles résultantes sur le profil, Φ_x et Φ_y, des relations analogues à celles de Blasius, ρ étant la densité du fluide :

$$\Phi_x - i\Phi_y = \frac{\rho}{2} \int \left(\frac{df}{dz}\right)^2 \frac{dz}{dZ} \, dz. \tag{1}$$

Leur moment relatif au centre du cercle générateur du profil est la partie imaginaire de

$$-\frac{\rho}{2} \int \left(\frac{df}{dz}\right)^2 \frac{dz}{dZ} Z \, dz; \tag{2}$$

l'intégration est faite pour le cercle sur deux arcs parcourus dans le sens du mouvement effectif et aboutissant aux deux points de vitesse nulle.

$\left(\frac{df}{dz}\right)^2$ et $\frac{dz}{dZ}$ résultant de la Note précitée, ainsi que Z, peuvent se décomposer en une somme d'éléments simples, où l'on distingue au dénominateur des puissances de z, $z - t_1$, $z - t_2$, $z - p_K$, et pour Z des termes logarithmiques; on peut ainsi séparer dans les intégrales (1) et (2) quatre groupes de composantes tangentielles :

1° La première composante est imaginaire conjuguée, au coefficient $\frac{\rho}{2} U_0^2$ près, de la corde joignant sur le cercle les deux points de vitesse nulle, et passe par le milieu de cette corde; elle est commune au cercle et à tous les profils;

2° La deuxième, qui dépend des éléments en $\frac{1}{z^k}$, est très excentrée pour le cercle, peu excentrée au contraire pour les profils;

3° La troisième se dédouble et dépend des deux tourbillons, passant par

(1) *Aérodynamique* (traduit par S. Drzewiecki), p. 121.

(2) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 274.

ceux-ci pour le cercle, par leurs transformés pour le profil; sa grandeur pour les profils est généralement négligeable;

4° La quatrième n'existe que pour les profils, et comporte autant d'éléments que les zéros $p_2, p_3, \ldots, p_n$ de $\frac{dZ}{dz}$, passant par les transformés de ces derniers.

Il suffit de composer ces forces connues en grandeur et en position, et d'ajouter, s'il y a lieu, à la résultante un bras de levier qui dépend des singularités de Z. Le résultat pour le cercle correspond qualitativement au cas d'un cylindre allongé, ou flasqué, tournant rapidement dans un courant d'air; la résultante de frottement, faible, s'excentre beaucoup dès la moindre dissymétrie, d'où un couple expliquant les autorotations.

Pour les profils, la résultante de frottement reste constante à 10 pour 100 près, pour les incidences pratiques, et a un moment négligeable relatif au bord d'attaque; la polaire des pressions subit pratiquement une petite translation parallèle à Ox, pour tenir compte des frottements, dont la grandeur influe notablement sur la finesse des profils.

La courbe métacentrique des pressions est peu modifiée par les frottements, sauf aux environs immédiats de la portance nulle, où la résultante est ramenée à distance finie, parallèlement à la force de frottement, et décalée par rapport à celle-ci pour tenir compte de c_{m_0}; ce décalage important relativement à la grandeur du profil, varie beaucoup avec la nature de ce dernier et le produit $U_0 a$.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur l'impossibilité d'une stratification ellipsoïdale d'un fluide hétérogène en rotation.* Note de M. **Pierre Dive**, présentée par M. Hadamard.

Les auteurs qui ont étudié le mouvement de rotation d'un fluide hétérogène autour d'un axe ont admis généralement que la résultante en un point (pesanteur) de l'attraction newtonienne des masses et de la force centrifuge était normale à la surface à densité constante passant en ce point.

Or M. Rolin Wavre a fait récemment remarquer que cette hypothèse impliquait l'existence d'une relation $\rho = f(p)$ entre la densité et la pression, bien que le fluide hétérogène considéré ne soit pas doué d'une équation caractéristique au sens ordinaire du mot [1]. Partant de là, M. Wavre a

[1] Rolin Wavre, *Archives des Sciences physiques et naturelles*, Genève, 5e période, 1926, 8, p. 330.

montré, très simplement, que les conditions d'intégrabilité des équations fondamentales de l'hydrodynamique exigent que toutes les molécules situées à la même distance de l'axe de rotation aient la même vitesse angulaire. Cette proposition très importante modifie les idées admises depuis une quarantaine d'années sur la figure des corps célestes.

On devait donc se demander si cette nouvelle condition pouvait être réalisée dans un fluide hétérogène à stratification ellipsoïdale.

Dans le cas d'une rotation d'ensemble (fluide tournant en bloc), M. Hamy a déjà reconnu ([1]) l'impossibilité d'une telle répartition des masses pour un fluide constitué d'un nombre fini de couches de densités différentes; M. Véronnet a établi ensuite, dans sa Thèse ([2]), que cette impossibilité ne disparaît pas lorsque la densité varie d'une façon continue d'une couche à une autre. On sait d'ailleurs que l'état d'équilibre relatif, défini par Clairaut, pour une masse fluide hétérogène formée de couches ellipsoïdales, n'existe qu'en première approximation, en négligeant le carré des ellipticités et celui de la vitesse angulaire ([3]).

Dans le cas de l'existence de mouvements intérieurs au fluide, la réponse n'a pas été donnée. Les propositions de la Note récente de M. Véronnet ([4]) n'excluent pas la possibilité de satisfaire à la condition d'invariance de la vitesse angulaire sur un axe parallèle à l'axe de rotation.

Disons, en quelques mots, comment l'étude que nous avons faite de cette question nous a conduit à reconnaître l'incompatibilité de cette condition et de l'hypothèse d'une stratification ellipsoïdale.

Notre calcul, assez long, part d'une équation exprimant que le champ de la pesanteur est normal aux surfaces à densité constante. De cette équation, nous tirons l'expression de la vitesse angulaire ω dont devrait être animée une molécule que nous supposons, pour plus de simplicité, dans le plan méridien $y = 0$; ω est alors une fonction du carré x^2 de l'abscisse de cette molécule et du demi-axe polaire β de la couche homogène sur laquelle on la considère. Dans ce système de variables, la condition de M. Wavre s'exprime par l'identité $\frac{\partial \omega^2}{\partial \beta} = 0$ qui doit être satisfaite quelle que soit la posi-

([1]) Hamy, *Étude de la figure des corps célestes*, Thèse, p. 9; Paris, 1887.

([2]) A. Véronnet, *Rotation de l'ellipsoïde hétérogène et figure exacte de la Terre*, Thèse, p. 16, Paris, 1912.

([3]) A.-C. Clairaut, *La figure de la Terre tirée des principes de l'hydrostatique*; Paris, 1743.

([4]) *Comptes rendus*, 184, 1926, p. 949.

tion de la molécule considérée. En particulier, en raison de la continuité de ω, elle doit être satisfaite sur l'axe de rotation Oz, pour $x^2 = 0$; et il en est, par suite, de même pour la condition $\frac{\partial^2 \omega^2}{\partial\beta\, \partial x^2} \equiv 0$. Cette dernière identité prend la forme

$$(1) \qquad \int_0^{\beta} \rho' \frac{\partial^2 \Theta}{\partial\beta\, \partial x^2}\, db \equiv 0,$$

b désignant le demi-axe polaire d'une couche ellipsoïdale intérieure à la couche passant au point (β, x^2), ρ' désignant la dérivée par rapport à b de la densité ρ et Θ étant une fonction de b, β et x^2.

Supposons $x^2 = 0$; l'identité (1) n'est pas vérifiée. En effet, si elle l'était, on aurait nécessairement

$$(2) \qquad \int_0^{\beta_i} d\beta \int_0^{\beta} \rho' \frac{\partial^2 \Theta}{\partial\beta\, \partial x^2}\, db \equiv 0,$$

β_i désignant une valeur quelconque de β. Appliquons la transformation de Lejeune-Dirichlet à l'intégrale double précédente; il vient, après une simplification,

$$(3) \qquad \int_0^{\beta_i} \rho' \left[\frac{\partial \Theta}{\partial x^2}\right]_{\beta=\beta_i} db \equiv 0.$$

Or, ρ' n'étant pas identiquement nul, une analyse facile permet d'affirmer que l'intégrale précédente n'est certainement pas nulle quel que soit β_i.

Notre conclusion générale se résumera donc dans la proposition suivante :

Il est impossible de concevoir les planètes comme constituées de couches ellipsoïdales homogènes, si l'on admet que le champ de la pesanteur est normal aux surfaces à densité constante.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur les figures d'équilibre, la stratification des planètes et l'équation de première espèce.* Note (1) de M. **R. Wavre**, présentée par M. Hadamard.

Indiquons quelques équations fonctionnelles que nous croyons utiles et nouvelles pour la détermination des figures d'équilibre. Distinguons quatre degrés de difficulté du problème.

I. *Masse fluide homogène au repos.* — Soient : V le volume, S la surface

(1) Séance du 31 janvier 1927.

qui la limite; ρ la densité; a, b, c un point de V; le potentiel et sa variation s'écriront successivement :

$$U(x, y, z) = \rho \int\int\int_V \frac{dV}{r},$$

$$dU = \rho \int\int\int_V \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} dx + \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} dy + \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} dz \right] dV,$$

$$dU = -\rho \int\int\int_V \left[\frac{\partial}{\partial a}\left(\frac{dx}{r}\right) + \frac{\partial}{\partial b}\left(\frac{dy}{r}\right) + \frac{\partial}{\partial c}\left(\frac{dz}{r}\right) \right] da\, db\, dc,$$

$$dU = -\rho \int\int_S \frac{\alpha\, dx + \beta\, dy + \gamma\, dz}{r} d\sigma, \qquad dU = -\rho\, ds \int\int_S \frac{\cos(d, n)}{r} d\sigma;$$

α, β, γ sont les cosinus directeurs de la normale n à S au point a, b, c; d est la direction du déplacement du point x, y, z. Pour que le fluide soit en équilibre, il faut et suffit que l'on ait, pour toute direction d tangente à S,

$$\int\int_S \frac{\cos(d, n)}{r} d\sigma = 0.$$

II. *Équilibre relatif d'une masse fluide homogène.* — La masse tourne d'un mouvement d'ensemble avec une vitesse angulaire constante ω. Il suffit d'adjoindre la variation du potentiel de la force centrifuge

$$\omega^2(x\, dx + y\, dy) = \rho\, ds \int\int_S \frac{\cos(d, n)}{r} d\sigma.$$

III. *Équilibre relatif d'une masse fluide hétérogène.* — Distinguons la stratification, c'est-à-dire la répartition géométrique des surfaces à densité constante S_t ($0 \leq t \leq 1$), et la charge, c'est-à-dire la densité $\rho(t)$ de la couche répartie sur la surface S_t. Considérons le fluide hétérogène comme une superposition de fluides homogènes remplissant les volumes V_t limités aux surfaces S_t; c'est l'extension d'un procédé de M. Hamy. Affectons d'un indice ce qui est lié aux variables d'intégration

$$U = \int_0^1 \frac{d\rho(t')}{dt'} dt' \int\int\int_{V_{t'}} \frac{dV_{t'}}{r} \quad \text{ou} \quad U = \int_0^1 \rho(t')\, dt' \frac{d}{dt'} \int\int\int_{V_{t'}} \frac{r}{dV_{t'}}.$$

L'artifice de calcul indiqué sous la rubrique I s'applique et donne

$$dU = -\int_0^1 \frac{d\rho(t')}{dt'} dt' \int\int_{S_{t'}} \frac{\cos(d, n')}{r} d\sigma',$$

$$dU = \int_0^1 \rho(t')\, dt' \frac{d}{dt'} \int\int_{S_{t'}} \frac{\cos(d, n')}{r} d\sigma'.$$

En exprimant que le potentiel est constant sur chaque S_t, on obtient l'équation

$$\omega^2\left(x\frac{dx}{ds}+y\frac{dy}{ds}\right)=\int_0^1\frac{d\rho(t')}{dt'}dt'\int\int_{S_{t'}}\frac{\cos(d, n')}{r}d\sigma'.$$

Soient u, v, t les paramètres de représentation de la surface S_t. Il faut et suffit que l'équation précédente soit vérifiée quelles que soient la valeur de t et les différentielles du et dv. Elle se décompose en une (cas des surfaces de révolution) ou deux équations de la forme

$$F(t, u, v)=\int_0^1\int_0^1\int_0^1 H(t')\Phi(t, u, v, t', u', v')\,dt'\,du'\,dv';$$

c'est une équation de Fredholm de première espèce, si l'on considère la stratification comme donnée. Le problème essentiel est la recherche de la stratification. Il se mue en la recherche des noyaux

$$\int\int_{S_{t'}}\frac{\cos(d, n')}{r}d\sigma',$$

qui assurent l'existence d'une charge $\rho(t')$. La théorie des équations intégrales rend probable qu'il n'y a que des stratifications très spéciales qui provoqueront un mouvement tel que nous le voulons quand, encore, on les aura chargées convenablement.

IV. *Le cas général.* — Il ne diffère du précédent que par ceci : ω est variable, mais ne dépend que de la distance à l'axe $\omega=f(x^2+y^2)$. Les surfaces S_t sont alors de révolution et l'unique équation de Fredholm donne lieu aux mêmes remarques que ci-dessus.

MAGNÉTISME. — *Appareil à lecture directe pour la mesure des champs magnétiques. Gaussmètre.* Note de M. **Gaston Dupouy**, présentée par M. A. Cotton.

On peut mesurer l'intensité d'un champ magnétique par une simple lecture sur un cadran gradué en utilisant un appareil fondé sur le principe suivant : Un cristal mobile autour d'un axe convenablement choisi et placé dans un champ magnétique uniforme est soumis à un couple proportionnel au carré du champ qui tend à l'orienter. On oppose à ce couple un couple antagoniste dû à la torsion d'un fil ou à un ressort spiral. Pour chaque valeur du champ, il y a une position déterminée d'équilibre.

J'ai utilisé jusqu'à présent du carbonate de fer cristallisé (sidérose d'Allevard). Ce cristal, rhomboédrique, possède en effet l'avantage d'avoir une anisotropie particulièrement marquée : la différence des coefficients principaux d'aimantation a pour valeur

$$\chi_1 - \chi_2 = 47,89.10^{-6} \text{ à } 16^\circ,7\,\text{C}.$$

L'axe géométrique de rotation de l'appareil est disposé perpendiculairement au plan contenant l'axe ternaire du cristal et la direction des lignes de force ; soit dans ces conditions θ_0 l'angle que forme l'axe du cristal, sous la seule action du spiral, lorsque le champ n'est pas établi, avec la direction que prendront les lignes de force lorsqu'on l'établira. Quand on fait agir le champ, le cristal tourne d'un angle ρ. Son axe fait maintenant avec les lignes de force un angle $\theta = \theta_0 - \rho$ et l'on sait que dans ces conditions on aura

$$(1) \qquad \frac{1}{2} m \mathrm{H}^2 (\chi_1 - \chi_2) \sin 2(\theta_0 - \rho) = \mathrm{C}\rho,$$

où m désigne la masse du cristal ; H, l'intensité du champ magnétique et C, la constante de torsion du spiral. La valeur de ρ s'obtient par exemple graphiquement en cherchant le point d'intersection de la sinusoïde

$$(2) \qquad y_1 = \sin 2(\theta_0 - \rho)$$

avec la droite

$$(3) \qquad y_2 = \frac{2\mathrm{C}\rho}{m\mathrm{H}^2(\chi_1 - \chi_2)}.$$

On voit qu'il y a dans l'équation (1) une constante arbitraire θ_0. En modifiant à volonté la position initiale du cristal, on peut donc changer la valeur de l'angle ρ qui correspond à l'équilibre. D'où la possibilité d'obtenir différentes graduations, avec des régimes variables dans la sensibilité de l'appareil.

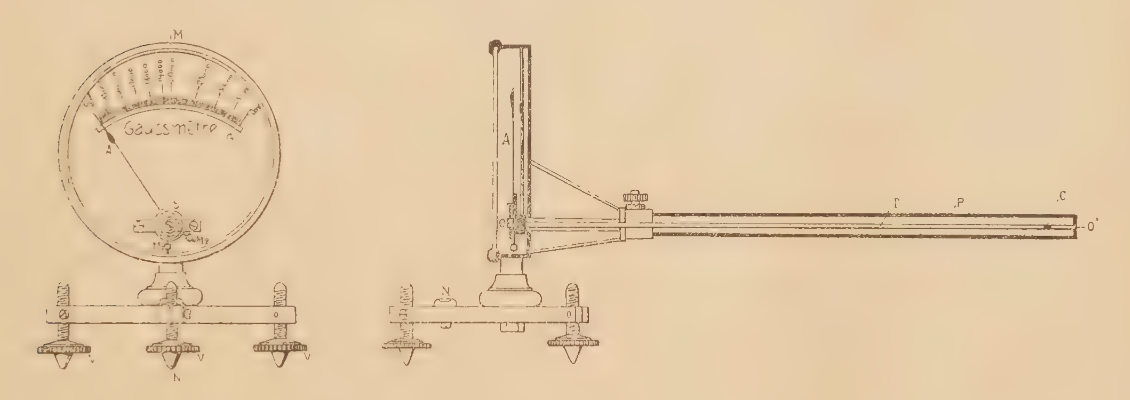
Description : Le cristal est fixé à l'intérieur d'un tube T portant deux chapes placées à chaque extrémité et mobiles sur deux pointes coniques O, O'. La potence P, au bout de laquelle est fixé l'un des pivots O', se compose d'un simple tube de laiton sur la moitié duquel on a taillé un méplat, laissant ainsi apparaître à l'intérieur le tube T. L'épaisseur de ce méplat est telle que la potence, dans cette région, déborde légèrement de part et d'autre du tube T assurant ainsi sa protection ; elle est cependant assez faible (3^{mm} environ) pour que l'appareil puisse être utilisé dans la mesure des champs d'électro-aimants produits dans des entrefers étroits.

Le tube T porte enfin une aiguille A fixée sur lui par un collier de serrage et deux

petites masselottes M et M′ permettent de placer le centre de gravité de l'équipage mobile sur l'axe de rotation OO′, en vue d'éviter toute action orientante due à la pesanteur. L'aiguille se déplace devant un cadran gradué G; dans sa rotation, elle entraîne le spiral S. L'appareil tout entier est supporté par trois vis calantes V et un niveau à bulle N permet de lui donner une orientation initiale déterminée.

L'appareil est gradué par comparaison avec les indications données par un fluxmètre, étalonné lui-même, avec sa bobine d'exploration, au moyen d'un champ mesuré initialement en valeur absolue en utilisant la balance de M. Cotton.

Les avantages de l'appareil résultent de ce que la lecture directe permet de faire les mesures très rapidement. On peut très vite explorer, point par point, un champ magnétique lorsque celui-ci est intense; car alors on peut employer un cristal tout petit. (Dans l'appareil présenté, le cristal a la



forme d'un cylindre de $2^{mm},5$ de diamètre et de 3^{mm} de longueur.) Cet appareil pourrait de même être utilisé, en fixant au besoin un miroir sur l'axe, pour enregistrer les variations d'un champ magnétique.

Il a actuellement l'inconvénient que les lectures doivent subir une correction de température. Le couple magnétocristallin, dans le cas de la sidérose, décroît en fonction de la température. [On peut admettre, autour de 17°, un taux de variation de 0,7 pour 100 par degré (¹)]. Je pense qu'on pourra s'affranchir de cette correction en associant au besoin deux cristaux ayant des variations thermiques opposées. J'ai trouvé en effet que l'oligiste Fe^2O^3 est soumise dans un champ magnétique à un couple qui croît quand la température s'élève.

(¹) Cette valeur s'accorde sensiblement avec celle que l'on peut déduire des mesures faites précédemment sur la sidérose par G. Foëx.

Remarques sur la Communication précédente de M. G. Dupouy, par M. **A. Cotton**.

Je mets sous les yeux de l'Académie un des appareils que M. Dupouy a étudiés et étalonnés dans mon Laboratoire : ce modèle a déjà été utilisé cette année pour déterminer la topographie des champs donnés par le modèle réduit du gros électro-aimant que l'Académie des Sciences fait construire actuellement. L'instrument de M. Dupouy a été très utile au cours de ces mesures que j'ai faites cette année à Bellevue.

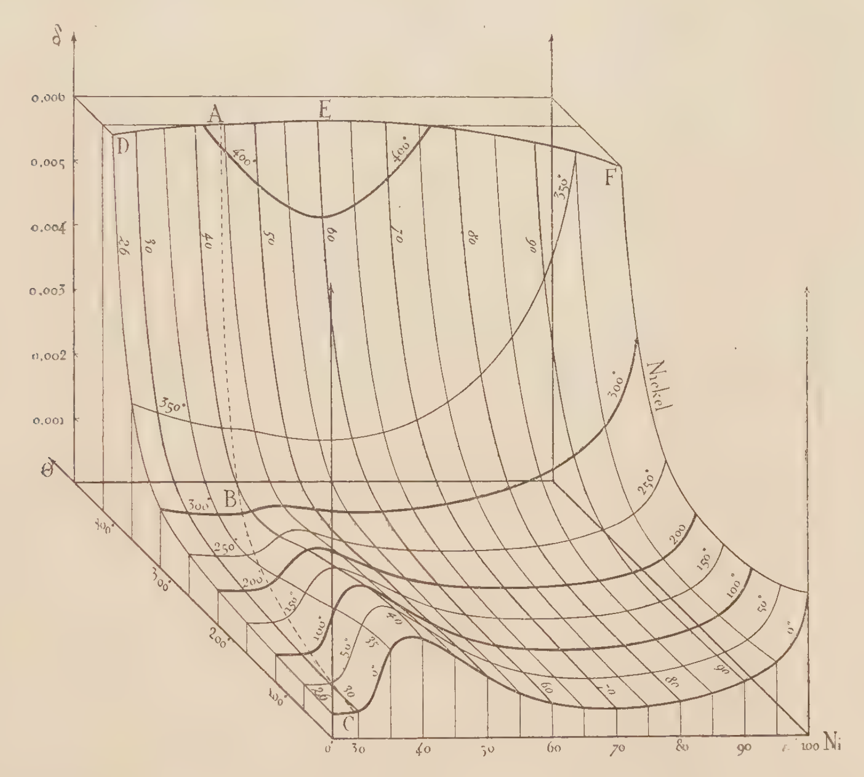
On peut utiliser les phénomènes magnétocristallins dans d'autres mesures électriques. Tout d'abord la mesure des *inductions* dans des échantillons de fer pourra se faire évidemment en utilisant des appareils fondés sur le même principe : la mesure d'une induction peut en effet être ramenée à la mesure d'un champ. Je pense d'autre part que l'on pourrait mesurer les intensités de courant *très intenses* en mesurant directement le champ qu'ils produisent dans le voisinage immédiat des conducteurs où ils circulent.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Anomalie du frottement interne des ferronickels réversibles.* Note de M. **Pierre Chevenard**, présentée par M. Le Chatelier.

A température ordinaire, le frottement interne des ferronickels réversibles, déterminé par la méthode du pendule de torsion et caractérisé par le décrément, varie d'une manière compliquée avec le titre des alliages. Le diagramme « décrément-teneur en nickel » présente un maximum très net vers 38 pour 100 Ni, sensiblement à l'aplomb des minima de la densité et des modules d'élasticité. Il existe donc une anomalie du frottement interne des ferronickels, en relation évidente avec leur transformation magnétique réversible. Je me suis proposé d'étudier cette anomalie dans le domaine de température où le décrément est relativement faible, c'est-à-dire au-dessous de 400°.

Le choix des alliages d'essai et le traitement des échantillons requièrent de minutieuses précautions, car le frottement interne des métaux est très sensible aux influences secondaires : état d'oxydation, présence de scories incluses, histoire thermique et mécanique des fils, etc.

Le diagramme qui groupe les résultats de mes expériences représente une perspective de la surface décrément-température-teneur en nickel, figurée par deux familles de courbes, qui révèlent, par un plissement important de cette surface, l'anomalie du frottement interne. La ligne ABC est telle qu'elle se projette sur le plan température-teneur en nickel suivant la courbe des points de Curie.



Variation du décrément des ferronickels en fonction de la température et de la teneur en nickel.

Le décrément des alliages paramagnétiques croît régulièrement avec la température, suivant la loi accélérée notée dans les substances normales.

Quand on pénètre dans le domaine de l'état ferromagnétique, en traversant la ligne ABC, on rencontre les alliages anormaux, dont le décrément est élevé à température ordinaire. Mais leur anomalie tend à s'atténuer quand la chauffe les fait évoluer vers l'état paramagnétique. Cette action physico-chimique peut être assez intense pour masquer la croissance thermique normale du frottement interne; en effet, comme l'a déjà signalé

F. Robin (¹), le décrément de certains ferronickels diminue entre la température ordinaire et le point de Curie : tel est le cas de l'alliage à 35 pour 100 Ni. La réaction thermomagnétique achevée, les courbes décrément-température reprennent leur allure ascendante normale; c'est pourquoi la ligne ABC jalonne les coudes des isothermes.

Aux teneurs supérieures à 60 pour 100 Ni, l'anomalie devient négligeable et l'on retrouve, à l'extrémité droite du diagramme, les particularités observées dans l'étude des solutions solides normales (²). A mesure que la teneur en fer tend vers zéro, les isothermes se relèvent rapidement et la croissance accélérée du décrément commence à température de plus en plus basse. Ce dernier résultat ressort avec évidence de la courbe DEF, section de la surface du décrément par le plan $\delta = 0{,}006$.

Le maximum des isothermes rétrograde du côté du fer quand la température diminue. Par analogie avec les diagrammes de la densité et des modules d'élasticité (³), on peut prévoir qu'il se placerait sur l'ordonnée de Fe^2Ni, si les expériences étaient poursuivies aux très basses températures. Les anomalies de ces différentes propriétés sont donc déterminées par la même réaction physico-chimique.

Pour interpréter les propriétés anomales des ferronickels, j'ai proposé l'hypothèse d'une transformation progressive et réversible d'une forme α stable au zéro absolu en une forme isomorphe β, stable à chaud (⁴). Dans les alliages voisins de Fe^2Ni, la réaction $\alpha \rightarrow \beta$ s'effectue avec condensation et avec accroissement des modules d'élasticité, comme le prouve l'existence des alliages à dilatabilité presque nulle et à coefficient thermo-élastique positif. Les expériences relatées dans cette Note montrent que la forme α, moins dense et moins rigide que β, est aussi pourvue d'un frottement interne plus important.

(¹) F. Robin, *Variations de la hauteur et de la durée du son dans les aciers en fonction de la température. Diapason invariable* (*Journal de Physique*, 5ᵉ série, 2, 1912, p. 298). L'allure tourmentée des courbes de durée du son, obtenues par F. Robin pour certains aciers au nickel, a probablement pour cause l'état partiellement écroui de ses échantillons.

(²) P. Chevenard et A. Portevin, *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 780.

(³) P. Chevenard, *Comptes rendus*, 172, 1921, p. 594, et P. Chevenard et A. Portevin, *loc. cit.*

(⁴) P. Chevenard, *Comptes rendus*, 172, 1921, p. 1655.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur quelques silices anhydres renfermant des argiles. Composition des ocres.* Note [1] de M. **A.-P. Bigot**, présentée par M. C. Matignon.

Certaines roches siliceuses renferment fréquemment de l'argile en proportions variables; il en est de même des silices globulaires, des silices d'infusoires et des silices de diatomées.

Le grès quartziteux de Perrières (Calvados) contient 95,95 pour 100 de silice, 2,65 pour 100 d'alumine, 1,19 pour 100 de chaux, de magnésie et d'oxyde de fer; il perd à la calcination 1,20 pour 100 d'eau et de matières organiques. Chauffé à 1600° son volume s'accroît de 18,20 pour 100.

Nous avons porphyrisé des fragments variés de cette roche et les avons passés au tamis de soie. Les particules ayant traversé le tamis ont été traitées par la lévigation; les plus fines, demeurées quelques heures en suspension dans l'eau, ont été recueillies.

A l'analyse on y trouve : 76,90 pour 100 de silice libre, 9,50 pour 100 de silice combinée, 7,60 pour 100 d'alumine, 2,51 pour 100 de chaux, de magnésie et d'oxyde de fer; 3,12 pour 100 d'eau et de matières organiques. Ce mélange est formé de 76,90 pour 100 de silice et de 23,10 pour 100 d'argile que le broyage a libérée et qui a été entraînée par la lévigation avec des parties fines de roches; il est plastique et, à l'état de pâte molle, il prend du retrait au séchage. Une éprouvette sèche, faite avec ce mélange, et portée à 1600° prend un retrait volumétrique de 13,45 pour 100, dû à la contraction de l'argile.

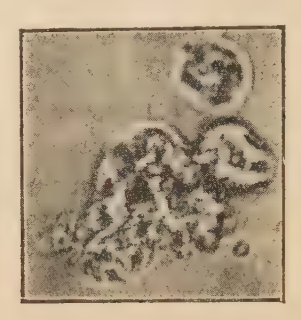
Des silex, recueillis dans un gisement de silice globulaire des Mesnes (Indre), sont formés d'une masse amorphe, présentant de nombreux cristaux de calcédonite qui agit sur la lumière polarisée. Après séchage jusqu'à poids constant, ils perdent à la calcination 1,45 pour 100 d'eau combinée et de matières organiques.

On porphyrise ces silex et on les passe au tamis n° 300; la poudre impalpable, ainsi obtenue, est séchée, pesée et traitée par une solution de soude caustique à 5 pour 100 pendant une heure à 100°. La soude dissout la silice amorphe seule, soit 66,30 pour 100 du poids total. La partie inattaquée, soit 33,70 pour 100, est constituée par un mélange de 24,30 pour 100 de

---

(1) Séance du 7 février 1927.

calcédonite inattaquée et de 9,40 pour 100 d'argile; on trouve à l'analyse du résidu 28,30 de silice totale, 3,54 d'alumine, 0,46 de chaux, magnésie, oxyde de fer, 1,40 d'eau et de matières organiques; ce chiffre de 1,40 représente la totalité des matières contenues dans le silex avant l'attaque et qui disparaissent à la calcination; ce sont un peu de matières organiques et surtout de l'eau combinée dans l'argile.



La proportion d'argile renfermée dans les silex de Berneçay (Indre-et-Loire) atteint jusqu'à 16 pour 100 du poids de ces silex.

La silice globulaire des Mesnes se présente dans les carrières sous forme de poudre légère ou d'agglomérés légers et friables. Au microscope, on y aperçoit des conglomérats de silice amorphe, mélangés avec une petite proportion de calcédonite qui agit sur la lumière polarisée.

La figure ci-dessus représente, agrandis mille fois, des conglomérats de cette silice amorphe.

Cette silice, passée au tamis n° 300, puis séchée jusqu'à poids constant, perd 1,90 pour 100 de son poids d'eau et de matières organiques à la calcination; celles-ci s'y trouvent en très faible proportion.

Une solution de soude caustique à 5 pour 100 dissout 82,10 pour 100 de cette silice sèche et passée au tamis n° 300, après un quart d'heure d'ébullition.

La portion inattaquée, soit 17,90 pour 100, renferme 3,4 parties de calcédonite inattaquée et 14,5 d'argile, perdant à la calcinatiou 1,90. La silice globulaire dissoute est anhydre.

La silice globulaire de Thauvenay, près de Sancerre; est encore plus riche en argile. Elle en contient 28 pour 100; elle est plastique et employée comme argile réfractaire.

Les silices de diatomées et celles d'infusoires renferment également des proportions variables d'argile.

A la température de 1400° les calcédonites de ces silex et de ces silices sont transformées et n'agissent plus sur la lumière polarisée.

Nous avons reconnu que les ocres sont un mélange de silice globulaire, de calcédonite, d'argile et d'hydrate de fer. On les traite d'abord au bain-marie par l'acide chlorhydrique étendu, qui dissout l'hydrate de fer seul; après filtration, la partie insoluble, qui constitue une silice globulaire argileuse est traitée par la soude, puis le reste est analysé.

Les diverses variétés de silice qui font l'objet de cette étude sont anhydres et se sont agglomérées ou déposées dans des milieux argileux. Nous proposons de continuer ces recherches en étudiant des roches siliceuses d'autres provenances.

CHIMIE MINÉRALE — *Sur la déshydratation et l'hydratation de quelques platocyanures.* Note de M. **Paul Gaubert**, présentée par M. Fred. Wallerant.

Habituellement un cristal d'une substance hydratée, chauffé dans un liquide inerte, comme la paraffine fondue, la vaseline, la naphtaline monobromée, etc., perd son eau à une température plus élevée que dans l'air ambiant et le produit de la déshydratation partielle ou complète semble se conserver indéfiniment dans le liquide (gypse, minéraux du groupe de l'autunite, etc.). Il n'en est pas ainsi avec les hydrates de quelques platocyanures; déshydratés dans un liquide inerte, ils peuvent reprendre leur eau dans certaines conditions, fait mis facilement en évidence par les couleurs vives et particulières à chaque hydrate.

Pour étudier l'effet de l'immersion dans un liquide, les cristaux de l'hydrate, petits ou réduits en poudre s'ils sont trop gros, sont montés comme une préparation ordinaire, sur une lame de verre et recouverts d'une lamelle couvre-objet, le liquide occupant la place du baume de Canada. La préparation est chauffée sur une platine électrique, munie d'un thermomètre et disposée sur celle d'un microscope polarisant, ce qui permet de suivre toutes les modifications des cristaux.

Suivant la nature du platocyanure et de ses hydrates, la différence des températures de déshydratation dans le liquide et dans l'air (tension de vapeur voisine de 11^{mm}) est plus ou moins élevée et par conséquent le domaine de stabilité de l'hydrate est plus ou moins étendu. Ainsi les cris-

taux de platocyanure de baryum à $4H^2O$, se déshydratant à l'air avant 70°, peuvent être chauffés jusqu'à 105°. A cette température il se produit l'hydrate à $2H^2O$ dont les cristaux s'orientent sur les premiers, dont les contours, la transparence et l'homogénéité sont parfaitement conservés, mais la couleur est un peu plus jaune, le polychroïsme plus accentué et l'orientation optique différente. Cet hydrate est stable dans le liquide.

Le domaine de stabilité des cristaux de platocyanure de lithium et de potassium à $3H^2O$ est aussi très augmenté. Alors qu'à l'air ils se déshydratent partiellement avant 60°, ils peuvent être chauffés jusqu'à 130° sans se modifier dans un liquide. Cependant la couleur réfléchie change, elle passe de l'orangé au vert vers 70° et reprend sa teinte primitive par refroidissement, comme s'il s'agissait d'une véritable transformation polymorphique, que l'augmentation du domaine de stabilité de l'hydrate permettrait de mettre en évidence. D'autre part, avec les cristaux de platocyanure d'yttrium à $21H^2O$, les phénomènes sont encore plus nets. Ils perdent leur belle couleur rouge cerise dans un liquide inerte à 72° (dans l'air vers 48°) en se transformant brusquement en petits cristaux incolores, isométriques, n'ayant aucune orientation commune avec les cristaux primitifs. Aucun dégagement de bulles de vapeur d'eau n'est visible au microscope et il semble bien qu'il y a là une transformation polymorphique. Par refroidissement, aux dépens des cristaux incolores (modification β), les cristaux rouges (modification α) se reforment très rapidement à partir du moment où la transformation commence et qui se produit quelques minutes après le refroidissement. Fréquemment la forme rouge réapparaît sous forme de fibres rayonnant autour d'un centre et rappelant ainsi un sphérolite et parfois aussi avec la forme du cristal primitif. Il se produit donc, dans ce cas, un phénomène analogue à celui que montrent les deux modifications polymorphiques du bichromate de cæsium (G. Wyrouboff). Si la préparation est chauffée au voisinage de 100°, de l'eau se dégage et par refroidissement il se passe un fait inattendu, les cristaux rouges à $21H^2O$ se reforment au bout d'un temps plus ou moins long.

Le platocyanure de magnésium montre aussi ce curieux phénomène d'hydratation. Les cristaux rouges à $7H^2O$ immergés dans un liquide inerte passent à la forme verdâtre à $4H^2O$ (vers 48°) étudiée par Tammann et non à l'hydrate à $5H^2O$. Par refroidissement les cristaux à $7H^2O$ se reforment. L'orientation des cristaux est la même dans les deux hydrates. De même les cristaux à $4H^2O$ chauffés vers 88° passent à la forme à $2H^2O$ dont les cristaux n'ont aucune orientation avec les précédents (quadra-

tiques, optiquement négatifs et aplatis suivant la base) et réapparaissent à la température ordinaire.

Aucune des modifications obtenues avec le platocyanure de magnésium, bien qu'elles donnent par refroidissement l'hydrate dont on est parti, ne paraissent dues à une transformation polymorphique. Il s'agit bien, comme le confirme l'étude des cristaux des différents hydrates, de phénomènes de déshydratation et d'hydratation.

Comment peut se produire l'hydratation dans un milieu en apparence anhydre? S'il ne s'agissait que de la naphtaline monobromée et d'autres corps liquides à la température ordinaire, on pourrait supposer que les molécules du liquide passent dans le cristal comme dans les zéolites, mais les cristaux s'hydratent dans la paraffine solidifiée. Il faut donc admettre que l'eau dégagée par le cristal est adsorbée soit par le produit déshydraté, soit par la surface du liquide en contact avec ce dernier, ce qui augmente le domaine de stabilité de l'hydrate, soit par les deux. Comme la nature dn liquide inerte semble ne pas avoir une grande influenee sur la rapidité de l'hydratation, l'adsorption de l'eau par le produit déshydraté doit jouer un rôle prépondérant.

OCÉANOGRAPHIE. — *Densimétrie en mer Tyrrhénienne.* Note de M. J. **Thoulet**, présentée par M. L. Joubin.

La densimétrie sous forme graphique de diagrammes et de profils en long permet à simple vue de se représenter le régime des courants marins et la volcanicité en un lieu quelconque de l'Océan. Un essai de ce genre de travail a été fait pour la mer Tyrrhénienne d'après les sondages densimétriques effectués en 1908-1910 à bord du navire danois *Thor* sous la haute direction du professeur Johs Schmidt.

Les conclusions sont les suivantes :

Quatre ouvertures font communiquer la mer Tyrrhénienne avec les mers voisines : 1° le détroit de Messine avec la mer Ionienne; 2° le détroit de Bonifacio avec la Méditerranée occidentale; 3° le détroit de Trapani avec la Méditerranée du sud et l'océan Atlantique au détroit de Gibraltar; 4° le détroit de l'île d'Elbe avec la mer de Ligurie.

Le courant de Bonifacio est sans grande importance.

Le courant du détroit de Messine (salure $= 0,0309$; $\theta = 14°,0$) vient des profondeurs de la mer Ionienne, monte vers la surface, franchit le détroit et forme dans le golfe des îles Lipari un tourbillon isolé.

Le courant principal de la mer Tyrrhénienne arrive de l'Atlantique par le détroit de Gibraltar; peu salé et chaud (salure = 0,0296; $\theta = 14°,5$) il longe l'Algérie et la Tunisie, puis entre le cap Carbonara de Sardaigne et la pointe occidentale de la Sicile, il pénètre en partie dans la mer Tyrrhénienne, longe les côtes orientales de la Sardaigne et de la Corse (salure = 0,0306; $\theta = 12°,8$), va heurter la côte d'Italie vers Civita-Vecchia (salure = 0,0306; $\theta = 13°,1$), est renvoyé contre la Corse et de là au détroit de l'île d'Elbe (salure = 0,0305; $\theta = 13°,8$), d'où il passe dans la mer de Ligurie.

Le détroit de l'île d'Elbe sert de passage à un simple courant de sortie de l'eau entrée par le détroit de Trapani.

Les données densimétriques et le relief sous-marin sont d'accord pour faire du sol de la Méditerranée entière un vaste bassin d'effondrement en voie de comblement par les fleuves qui y déversent leurs troubles. Son sol et en partie celui de la mer Tyrrhénienne, en outre de ses volcans actifs tels que Santorin, est un véritable champ de mofettes émettant certainement de fortes masses d'eau douce ou peu salées, de l'acide carbonique et probablement aussi de l'acide sulfhydrique comme dans la mer Noire. Des recherches spéciales au point de vue de ces gaz, qui, à ma connaissance, n'ont pas encore été abordées, s'imposent tant au bénéfice de la science pure qu'à celui de l'industrie rationnelle des pêches, car si ces dégagements gazeux ont lieu réellement, les êtres vivants doivent fuir certaines localités profondes comme ils le font en mer Noire et même dans les lacs d'eau douce à acide sulfhydrique, celui de la Girotte par exemple, près du mont Blanc, dont les truites se tiennent uniquement dans les couches superficielles. L'acide carbonique de l'Océan est surtout d'origine interne et, d'après les moyennes des dosages effectués par le *Challenger*, dans l'ensemble des mers du globe, j'ai reconnu que ce gaz était plus abondant au contact du sol que dans les couches intermédiaires et superficielles.

CLIMATOLOGIE. — *Observations comparatives de la radiation lumineuse au bord de la mer et à l'intérieur des terres.* Note de M. **Besson** (1), présentée par M. d'Arsonval.

C'est un fait bien connu que, dans les belles journées, il se forme au-dessus de la terre ferme des nuages produits par les courants ascendants partis

(1) Séance du 7 février 1927.

du sol échauffé (cumulus), tandis que le ciel reste clair au-dessus de la mer.

En conséquence, le Soleil doit être moins souvent caché par les nuages au bord de la mer qu'à l'intérieur des terres et la radiation totale — toutes choses égales d'ailleurs — doit y être plus grande.

Ce point, intéressant pour la climatologie des stations marines, n'avait, semble-t-il, été jusqu'à présent l'objet d'aucune recherche. Pour l'élucider, des observations comparatives ont été organisées l'été dernier à Dieppe et à Longueville-sur-Scie, localité située à 18^{km} dans l'intérieur.

Les deux stations étaient munies de lucimètres Bellani-Henry, à boule en verre incolore, choisis parmi les mieux construits, soigneusement étudiés à l'avance, et qui ont été comparés de nouveau après usage. Lorsqu'ils fonctionnent côte à côte, l'un d'eux distille très régulièrement 2 pour 100 de plus que l'autre. On a naturellement tenu compte de ce fait ainsi que de la diminution progressive de sensibilité que présentent, comme tous les autres, ces deux lucimètres à mesure que la quantité d'alcool distillé augmente. De plus, les tables de réduction ramènent toutes les lectures à celles qu'aurait fournies l'étalon de l'Observatoire de Montsouris.

Les deux instruments étaient exposés à $1^m,50$ de hauteur, dans des conditions aussi identiques que possible, celui de Dieppe sur la partie gazonnée de la plage, celui de Longueville dans un jardin herbeux près de la rivière. Durant les trois mois de juillet, août et septembre, ils ont été lus chaque jour à 9^h et à 17^h (T. M. G.). On les remettait au zéro après la lecture de 17^h. On n'a utilisé que les distillations observées de 9^h à 17^h, laps de temps pendant lequel le Soleil n'était masqué par aucun objet terrestre. On a pris en outre la précaution d'interchanger les deux lucimètres au milieu d'août.

Tous les nombres qui vont être cités représentent des centimètres cubes d'alcool [1].

Les résultats sont les suivants :

	Juillet.	Août.	Septembre.	Ensemble.
Rad. moy. par jour à Dieppe...	14,6	15,4	10,8	13,62
Écart pour 100 à Longueville...	— 8,3	— 3,9	— 3,1	— 5,3

[1] D'après des comparaisons faites à Antibes et à Cuba entre des lucimètres Bellan et des pyrhéliomètres donnant la radiation en calories, M. Henry a trouvé que la distillation de 1^{cm^3} exigeait environ 23 calories.

En moyenne, dans chacun des trois mois, il y a donc eu plus de radiation au bord de la mer que dans l'intérieur.

Les indications de l'héliographe que possède la station de Dieppe permettent de classer les journées d'après la fraction du temps pendant laquelle le Soleil y a brillé.

Fraction d'insolation	0.	$\frac{1}{8}$.	$\frac{3}{8}$.	$\frac{5}{8}$.	$\frac{7}{8}$	1.
Nombre de jours	13	15	17	15	16	16
Rad. moy. par jour à Dieppe	5,6	8,8	12,4	13,0	19,4	20,6
Écart pour 100 à Longueville	+ 1	—10	—11	— 6	— 4	— 2

On voit que : par ciel couvert, il n'y a pas de différence sensible; quand le Soleil brille moins de la moitié du temps, la radiation est, sur le littoral, supérieure d'environ 10 pour 100 à sa valeur dans la campagne voisine. Pour des fractions d'insolation plus grandes, l'écart reste de même sens mais diminue progressivement.

On s'explique ce dernier résultat en examinant plus en détail ce qui s'est passé lorsque le ciel est resté constamment sans nuage dans les deux stations (8 jours). Dans ce cas, 7 fois sur 8 la radiation a été moins grande à Dieppe qu'à Longueville (moyennes 20,6 et 21,2, écart + 3 pour 100). Dans les 8 autres cas de ciel clair à Dieppe, il y a eu quelques nuages à Longueville où la radiation a présenté en moyenne un écart de — 7 pour 100.

La transparence de l'air (pour les rayons que mesure le Bellani) *paraît donc moins grande au bord de la mer et, si la radiation y est en moyenne plus grande, c'est que la nébulosité y est plus faible.*

Quand le Soleil brille sans interruption, la radiation à Dieppe est à peu près la même, que le vent souffle de la terre ou de la mer :

	Vent de terre.	Vent de mer.	Variable.
Nombre de jours	7	8	1
Radiation moyenne à Dieppe	20,8	21,1	17,7
Radiation moyenne à Longueville	21,4	19,4	19,0

Ces journées d'insolation ininterrompue ont fourni, à Dieppe, une ra-

diation moyenne de 24,5 en juillet, 20,9 en août et 15,9 en septembre. La diminution est beaucoup plus grande que ne le comporte l'abaissement progressif du Soleil.

BOTANIQUE. — *Le phytoplancton du Thouet, affluent de la Loire.* Note de M. **Jean des Cilleuls**, présentée par M. P.-A. Dangeard.

Depuis plus d'un an et parallèlement à nos recherches relatives à la Loire, nous avons entrepris l'étude du phytoplancton du Thouet, rivière de la région de Saumur, qui se jette dans la Loire en aval de la ville.

Nous avons examiné 48 échantillons prélevés régulièrement depuis la fin d'avril 1925 jusqu'à la fin de décembre 1926 inclusivement.

Ces pêches, de même que diverses récoltes dans les « boires », sur les pierres et les herbes des rives de la Loire, avaient surtout pour but de nous aider à préciser l'origine des organismes rencontrés dans le plein courant du fleuve.

Caractères de la rivière et de son phytoplancton. — Chaque année le Thouet est sujet à de fortes crues. Leur fréquence est d'autant plus marquée qu'il est subordonné lui-même dans ses étiages, non seulement aux apports de son propre bassin, mais encore aux oscillations du niveau de la Loire dont les crues viennent gêner le débit de ses eaux à son confluent. Aussi pendant plusieurs mois de l'année, le Thouet déborde et les prairies riveraines sont submergées.

En été par contre, et grâce aux divers barrages ou écluses placés sur son parcours, il garde un étiage suffisamment élevé, et ses eaux calmes s'écoulent entre des rives herbues, sous des plantes aquatiques assez abondantes.

La quantité des détritus variés qu'on y trouve pendant la plus grande partie de l'année l'emporte sur celle du plancton dont l'ensemble est constitué par les Diatomées en nombre assez élevé.

Les Protococcacées, les Desmidiées, les Flagellées, les Cyanophycées, sont peu abondantes et les Dinoflagellées y sont rares ainsi que les Chrysomonadiées.

Au cours de la période envisagée, les espèces déterminées dans le courant s'élèvent aux chiffres suivants :

(1) Cf. *Comptes rendus*, **182**, 1926, p. 649-651.

Diatomées	116
Protococcacées	22
Desmidiées	10
Cyanophycées	7
Flagellées	11
Dinoflagellées	6
Chrysomonadinées	2

Variations saisonnières. — Le plancton du Thouet présente des différences suivant les mois de l'année, et sa périodicité peut être résumée en deux phases :

Phase hivernale (fin octobre à juin) à Diatomées et *Synura Uvella ;*

Phase estivo-automnale (juin à mi-octobre) à Protococcacées, Diatomées et Volvocacées coloniales.

Les espèces particulièrement abondantes de chaque période sont les suivantes, par ordre de fréquence :

Synedra Ulna Ehr., *Synura Uvella* Ehr., *Melosira varians* Ag., *Gyrosigma attenuatum* Kütz. (première période).

Melosira italica Kütz., *Melosira varians* Ag., *Synedra Ulna* Ehr., Surirelles, *Pandorina morum* Bory., *Eudorina elegans* Ehr., *Dinobryon divergens* Iwan., *Scenedesmus quadricauda* Breb., *Cœlastrum microporum* Naeg. (seconde période).

Comparaison entre le phytoplancton du Thouet et celui de la Loire. — Le phytoplancton du Thouet rappelle, durant les mois d'hiver, celui de la Loire dans la région Saumuroise. Il s'en éloigne au cours de la période estivo-automnale, pendant laquelle il prend les caractères des rivières à cours lent, ou des étangs, et où son développement est beaucoup plus sensible que dans la Loire à la même époque.

En général, pour une même quantité d'eau filtrée, la proportion d'organismes vivants est plus considérable dans le Thouet que dans la Loire.

Le Thouet est plus pauvre en espèces et plus riche en individus d'une même espèce, particulièrement en ce qui concerne les Flagellées, les Chrysomonadinées et Surirelloïdées.

Un certain nombre d'espèces représentées dans le Thouet par des échantillons assez nombreux et en pleine vitalité ne se rencontrent dans la Loire qu'à l'état de quelques individus, offrant des indices de vitalité amoindrie.

Le peu de fréquence et la faible quantité de *Fragilaria crotonensis* Ku., d'*Ankistrodesmus falcatus* Ralfs, la moindre abondance de *Flagilaria cons-*

truens Ehr., et l'absence de *Ceratoneis Arcus*, Kütz., trouvé communément dans la Loire pendant les premiers mois de l'année, sont à noter également parmi les caractères différentiels des phytoplanctons du Thouet et de la Loire, dans la même région, et dans l'espace de temps envisagé.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur les divers modes de digestion des grains d'amidon dans les cellules végétales.* Note de M. A. **Maige**, présentée par M. Marin Molliard.

Il existe divers processus de digestion bien connus des grains d'amidon, à l'intérieur des cellules végétales. On peut les rattacher à deux types : la digestion périphérique qui respecte la régularité du contour du grain ainsi que sa densité intérieure et la digestion interne qui se traduit par une corrosion irrégulière du contour du grain, la formation de fentes de dislocation ou d'érosion profonde, la dissolution lente, régulière ou non, du grain dans toute sa masse. Trois hypothèses peuvent être envisagées pour expliquer ces deux modes de digestion : 1° la nature de l'amidon qui, en raison de sa contexture, serait plus perméable à l'amylase dans le cas de digestion interne; 2° la nature de l'amylase qui serait de qualité différente; 3° l'existence, dans le cas de digestion périphérique, d'une action régulatrice du stroma plastidal.

La première hypothèse, soutenue par A. Meyer, est en contradiction avec cette expérience, que dans les rejets de Pomme de terre transportés sur du buvard humide, on trouve des cellules où les grains d'amidon développés au moment de la formation du rejet, se dissolvent suivant le type périphérique ou suivant le type interne, selon que le rejet est jeune ou âgé, et avec cette constatation que, dans les cotylédons frais verdissants de Haricot ou dans les hypocotyles frais du Pois à grain ridé, des grains d'amidon, identiques à la fin de leur développement, peuvent, dans une même cellule, se dissoudre suivant l'un ou l'autre type. Ces dernières observations éliminent d'ailleurs également la seconde hypothèse.

Il ne reste donc que la troisième qui fait intervenir le stroma plastidal, et que suggèrent d'ailleurs avec force mes observations antérieures sur la digestion des grains d'amidon de réserve dans les cotylédons de Haricot verdissants à l'état frais. Pour expliquer dans cette dernière conception les phénomènes observés, il est nécessaire de supposer que dans le cas de digestion périphérique, le stroma du plaste possède vis-à-vis de l'amylase

une propriété adhésive, qui fixe cette diastase et l'empêche de pénétrer à l'intérieur du grain; cette propriété disparaissant ou s'atténuant dans le cas de digestion interne, cette diastase pourrait alors diffuser dans la profondeur du grain en produisant les phénomènes connus.

Cette conception sur le rôle du stroma du plaste est appuyée par les observations ou expériences suivantes. Si l'on examine une coupe dans un cotylédon vert de *Phaseolus multiflorus* issu d'une graine sèche et pris à un stade convenable de la germination, on observe, à côté des plastes amylifères verdissants de deuxième génération, les anciens grains d'amidon disloqués dont la dissolution rapide indique l'existence d'une amylase active dans le cytoplasme. Les petits grains d'amidon de deuxième génération se dissolvent aussi mais très lentement et suivant le mode périphérique. Or si l'on transporte une pareille coupe dans une étuve à la température de 55-60° qui détruit la vitalité du stroma plastidal sans altérer en rien l'amylase, on assiste en peu de minutes à la digestion des petits grains suivant le type interne avec formation de fentes et dissolution rapide de l'intérieur du grain. On obtient les mêmes résultats à l'aide de coupes pratiquées dans les cotylédons frais verdis de Haricot commun où les grains d'amidon, entourés de stroma vert, des assises voisines de l'épiderme et des faisceaux, qui présentent la digestion périphérique, voient apparaître la digestion intérieure, lorsqu'on soumet la coupe pendant quelques heures à la température de 55-60°. On peut d'ailleurs faire les mêmes observations sans élever la température en examinant des cotylédons frais verdis depuis longtemps de Haricot commun et sur le point de mourir naturellement, ou encore des cotylédons jeunes verdis où quelques cellules sont mortes accidentellement pendant le verdissement et renferment alors des grains à digestion interne, alors que toutes les autres ont des grains possédant un stroma vert et présentant la digestion périphérique.

En résumé il ressort nettement de ce qui précède que les deux modes de digestion des grains d'amidon, périphérique et interne, sont en relation avec la présence ou l'absence d'une écorce plastidale jouissant vis-à-vis de l'amylase de la propriété adhésive.

L'existence de la digestion périphérique dans les grains d'amidon des tubercules de Pomme de terre confirme donc des observations antérieures en faveur de la présence de l'écorce plastidale tout autour de ces grains. Les résultats précédents permettent aussi de préciser la nature de la défaillance physiologique passagère des plastes des cotylédons des légumi-

neuses qui survient au début de l'hydrolyse. Cette défaillance se traduit par la perte de la propriété adhésive du plaste vis-à-vis de l'amalyse, c'est-à-dire par la perte d'une des propriétés physico-chimiques de ce dernier.

Il y a lieu de remarquer que la disparition de la propriété adhésive amylasique du stroma plastidal est la condition nécessaire de la digestion interne, il n'en résulte nullement que le taux de l'activité de l'amylase, ainsi que la contexture du grain d'amidon, n'aient aucune influence sur la marche du phénomène, mais l'action de ces facteurs, bien que pouvant être considérable, n'est qu'adjuvante et accessoire et non déterminante et fondamentale.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *La* Kirondrine, *principe amer et toxique des graines de Kirondro* (Perriera madagascariensis, *Simarubacées*). Note de MM. **Volmar** et **Samdahl**, présentée par M. Guignard.

Le Kirondro est un grand arbre poussant à Madagascar sur les collines de l'Ambongo. Il a été étudié, il y a quelques années, par Courchet [1]; son écorce et ses graines sont employées par les indigènes comme amer et toxique.

En traitant les graines de Kirondro [2], préalablement pulvérisées, par la méthode de Stas-Otto, épuisement à l'alcool chaud, dans un appareil de Sohxlet, distillation de l'alcool, reprise de l'extrait par l'eau pour en séparer les matières grasses ou résineuses et épuisement de la solution aqueuse au chloroforme, nous avons pu en retirer environ 0,75 pour 100 d'une substance amère, cristallisée, à laquelle nous avons donné le nom de *Kirondrine*; nous l'avons purifiée par plusieurs cristallisations dans l'alcool absolu, en évitant, autant que possible, l'action de l'air qui la résinifie partiellement.

La Kirondrine est soluble dans l'alcool absolu, surtout à chaud et dans l'alcool méthylique; elle est moins soluble dans l'éther acétique et le chloroforme, et peu dans l'eau; elle est presque insoluble dans le benzène, l'éther et l'éther de pétrole; elle se dissout facilement en se colorant en jaune dans les alcalis caustiques même très étendus, ainsi que dans le carbonate de soude et l'ammoniaque à 10 pour 100. Sa solution aqueuse est

---

(1) *Annales de l'Institut colonial de Marseille*, 3, 1905, p. 193.

(2) Les fruits de Kirondro qui nous ont servi pour ce travail ont été mis obligeamment à notre disposition par M. le professeur Jumelle, directeur du Musée colonial de Marseille.

neutre aux réactifs colorés, mais par ébullition prolongée elle devient légèrement acide.

Elle ne renferme ni azote, ni soufre, ni halogène; elle donne les principales réactions des alcaloïdes (Bouchardat, Dragendorf, etc.) et colore en violet l'acide sulfurique concentré, ce qui la différencie de la quassine. Elle réduit à froid la liqueur de Fehling, mais ne donne, même après hydrolyse, aucune phénylhydrazone; ce n'est donc ni un alcaloïde, ni vraisemblablement un glucoside. Elle présente des propriétés réductrices très marquées.

Injectée, à la dose de 4^{mg}, sous la peau d'une souris blanche pesant 16^{g}, elle agit par paralysie complète des muscles moteurs et provoque la mort en 10 heures, analogie complète avec la *samaderine*, isolée par Van der Marck [1] d'une autre Simarubacée, le *Samadera indica*.

Le point de fusion de la Kirondrine, déterminé au bloc Maquenne ou dans un tube effilé au bain de paraffine, n'est pas net; il varie, suivant les conditions opératoires, de 230 à 250°, ce qui nous a conduits à admettre que la Kirondrine est un mélange et non un corps pur.

Par une série de cristallisations fractionnées dans un mélange d'alcool et d'éther, nous avons pu en retirer deux produits cristallisés, *les Kirondrines* α et β; malheureusement les pertes de substances ont été grandes, et nous n'avons obtenu que quelques centigrammes de la première et quelques milligrammes de la seconde. Toutes deux donnent les mêmes réactions chimiques et ne se distinguent que par leur point de fusion, leur solubilité et leur forme cristalline.

1° *La Kirondrine* α se présente sous la forme d'aiguilles ou de prismes rhomboïdaux incolores; elle est sans odeur, son goût est très amer; chauffée dans un tube effilé, elle fond entre 220 et 221°, en se décomposant partiellement; elle se distingue de la Kirondrine β par sa plus grande solubilité dans le mélange alcool-éther; sa solution aqueuse présente, sous l'influence des radiations ultraviolettes, une très belle fluorescence jaune verdâtre. Nous nous proposons d'en faire une étude plus complète et d'en déterminer la composition et les principales fonctions chimiques.

2° *La Kirondrine* β fond, en tube effilé, vers 237-240°; elle est très voisine de la précédente dont elle ne se distingue guère que par son point de fusion plus élevé et sa moindre solubilité dans le mélange alcool-éther; elle présente la même amertume; ce n'est vraisemblablement pas un corps pur,

---

(1) *Arch. der Pharm.*, **239**, 1901, p. 96.

mais, étant donnée la trop faible quantité que nous avons pu en obtenir, il nous a été impossible de la purifier davantage et d'en déterminer la composition.

Par analogie avec les quatre quassines cristallisées, de propriétés chimiques identiques, que Massute (¹) a pu retirer du bois de *Quassia amara* (Simarubacée), il s'agit vraisemblablement de deux homologues très voisins, ce qui expliquerait l'identité de la plupart de leurs réactions.

ICHTHYOLOGIE. — *Sur l'élevage de la Truite-Omble* (Salmo Pallaryi *Pelleg.*) *au Maroc.* Note de M. **A. Gruvel**, présentée par M. L. Mangin.

On sait qu'il existe au Maroc, exclusivement localisée dans l'Aguelman (Lac) Sidi-Ali, situé à 2000^m dans le Moyen Atlas, une espèce de Salmonide extrêmement curieuse, ayant l'aspect extérieur d'un Omble et certains caractères anatomiques de la Truite.

Ce poisson, connu déjà depuis de longues années par les pêcheurs de Truites du Maroc, qui sont assez nombreux, n'a jamais été rencontré ailleurs que dans le lac indiqué plus haut.

Aussi y avait-il grand intérêt à connaître la biologie de ce Salmonide et de savoir surtout s'il était possible d'obtenir son développement en captivité, comme celui de la Truite locale (*Trutta fario* L., var. *macrostigma*, A. Duméril).

Des expériences viennent d'être poursuivies à la Station de pisciculture d'Azrou. Les faits constatés sont les suivants : la ponte des Truites-Ombles a lieu dès fin octobre-commencement de novembre, c'est-à-dire un peut avant celle des Truites locales.

Les œufs venus à maturité atteignent un diamètre de 7^{mm}, ce qui est considérable par rapport à ceux de la Truite indigène.

Après fécondation artificielle, ils ont été mis en incubation à la Station d'Azrou, et leur évolution s'est montrée à peu près identique à celle des œufs de la Truite locale.

Les œufs de la Truite-omble sont embryonnés après une période de 21 jours. Les naissances des embryons ont lieu du 35e au 40e jour d'incu-

(¹) *Arch. der Pharm.*, 228, 1890, p. 147.

bation. La vésicule ombilicale est complètement résorbée au bout de 15 à 20 jours.

Enfin les alevins, nourris comme ceux de truite, à la rate de mouton finement hachée, se développent dans les meilleures conditions et présentent une grande vigueur.

Les éclatements constatés, cette année comme l'an dernier, sur beaucoup trop d'œufs malheureusement, sont dus, sans aucun doute, aux accidents causés à l'enveloppe par le transport trop tardif des reproducteurs, sur un parcours de 60^{km}, environ, qui sépare l'Aguelman Sidi-Ali de la Station de pisciculture d'Azrou, par des chemins souvent très mauvais.

Ces accidents seront faciles à éviter à l'avenir et nous espérons, pour la saison d'élevage prochaine, une complète réussite, en ce qui concerne cette espèce curieuse. Nous croyons qu'il sera facile de l'acclimater, non seulement dans la plupart des lacs du Moyen Atlas, mais encore dans certains de nos lacs alpins où elle pourra trouver, pensons-nous, des conditions biologiques favorables.

ANATOMIE COMPARÉE. — *L'indice de valeur cérébrale au cours de l'enfance chez les Anthropoïdes.* Note [1] de Mlle **F. Coupin**, présentée par M. E.-L. Bouvier.

Si l'on compare le poids PE du cerveau d'un animal, à un stade donné de son développement, à celui PE′ du cerveau d'un adulte supposé réduit à la taille qui correspond à ce stade, on obtient un rapport $\frac{PE}{PE'}$ que M. R. Anthony et moi avons appelé indice de valeur cérébrale.

La valeur de PE′ est obtenue par l'application de la formule suivante :

$$PE' = PS^{0,25} \times K,$$

PS étant le poids du corps de l'individu considéré ; K, le coefficient de céphalisation de Dubois chez l'adulte, calculé non pas avec l'exposant de relation 0,56, mais avec l'exposant de relation 0,25 que Lapicque a montré devoir être choisi lorsqu'il s'agit de comparaisons entre animaux d'une même espèce.

Les données numériques relatives à l'Homme et au Chimpanzé ont déjà été

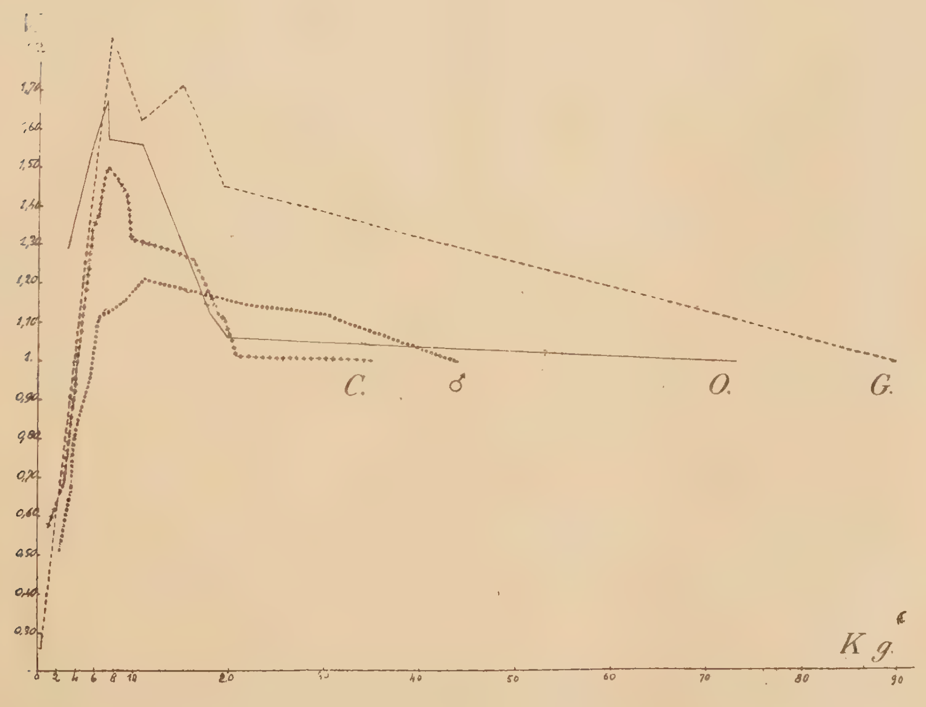
---

(1) Séance du 31 janvier 1927.

publiées, elles ont montré que, dans ces deux cas, l'indice de valeur cérébrale s'élève au-dessus de 1 pendant une certaine période de l'enfance, ce qui paraît correspondre au grand effort cérébral que l'animal doit faire à ce moment.

Deux cadavres de jeunes Gorilles morts à Paris ayant été dernièrement offerts au Muséum et les pesées d'un Gorille de 5 ans environ m'ayant été communiquées, je me trouve maintenant à même d'établir pour cette espèce le tableau suivant :

	PS.	PE.	Indice de valeur cérébrale.
	kg	g	
Fœtus de 5 à 6 mois (Keith).............	0,500	30	0,26
♀ de 1 an environ et au plus (Manouvrier)..	6,711	416	1,84
♀ N° 1926-116, 2 ans (F. C.)............	11,850	410	1,62
♂ N° 1926-114, 3 ans (F. C.)............	15,000	473	1,71
♀ 5 ans (Derschied)....................	19,900	436	1,45
♂ Adulte (Owen)........................	90,720	426,25	1



Indice de valeur cérébrale du Gorille (G), de l'Orang (O), du Chimpanzé (C) et de l'Homme (♂).

J'ai cru devoir aussi étendre mes calculs à l'Orang en utilisant les chiffres donnés par Keith, Rolleston et Max Weber.

Si l'on ordonne les individus de chaque espèce suivant leur poids somatique croissant, l'âge n'étant pas exactement connu dans la plupart des cas, et si l'on porte les indices de valeur cérébrale correspondants en ordonnées, les poids somatiques étant en abscisses, on obtient les courbes ci-dessus qui montrent que :

a. Les courbes des trois Anthropoïdes, ainsi que celle de l'Homme, ont la même forme : à un certain moment de l'enfance, l'indice de valeur cérébrale dépasse l'unité.

b. Les maxima se classent dans l'ordre décroissant suivant : Gorille, Orang, Chimpanzé, Homme; ce qui exprime que le Gorille enfant est cérébralement supérieur au Gorille adulte dans une proportion plus grande que le jeune Orang à l'Orang adulte, et ainsi de suite; c'est dans l'espèce humaine que la supériorité de l'enfant sur l'adulte est le moins marquée.

c. Le maximum de l'indice de valeur cérébrale est d'autant plus élevé qu'il se produit à un plus faible poids. Le Gorille atteint en effet son maximum (1,84) à 6^{kg}, l'Orang (1,64) à 7^{kg}, le Chimpanzé (1,63) à $7^{kg},500$, l'Homme (1,21) à 15^{kg}, ce qui impliquerait peut-être qu'il est d'autant plus élevé qu'il est plus précoce.

En rapprochant ces faits de ce que nous savons de la valeur du coefficient de céphalisation chez les Anthropoïdes, on aboutit à la conclusion suivante : le maximum de l'indice de valeur cérébrale est d'autant plus élevé que le coefficient de céphalisation de Dubois (calculé avec l'exposant de relation 0,56 applicable, comme l'on sait, aux comparaisons entre espèces) est plus faible; ce coefficient est en effet de 0,71 chez le Gorille; 0,74 chez l'Orang; 1,14 chez le Chimpanzé; 2,89 chez l'Homme. En somme, la supériorité du jeune sur l'adulte serait d'autant plus marquée qu'on s'adresse à une espèce intellectuellement moins développée.

PHYSIOLOGIE GÉNÉRALE. — *Concentration des sucs cellulaires chez les Champignons supérieurs* (*Agaricinés*). Note de M. et Mme **Lapicque**, présentée par M. L. Mangin.

Nous avons examiné, chez les Champignons supérieurs (*Agaricinés*), la concentration des sucs cellulaires, en mesurant l'abaissement du point de congélation, et la part que prennent à cette concentration les électrolytes, en mesurant la conductivité spécifique.

Il est facile, sur ces végétaux, d'obtenir du suc par pression; néanmoins,

nous avons recouru de préférence à la méthode du bouillon; ce cas a vérifié une fois de plus que les deux méthodes, correctement appliquées, donnent des résultats superposables.

L'année qui vient de s'écouler a été, par sa sécheresse, très défavorable aux champignons qu'on peut appeler *sauvages;* néanmoins, nous avons pu recueillir, en période tardive, 40 échantillons convenables pour les analyses, appartenant aux espèces suivantes :

Amanita muscaria, *Lepiota procera*, *Clitocybe nebularis*, *Collybia* sp. (*grammocephala*?), *Tricholoma terreum*, *T. sulfureum*, *Hygrophorus eburneus*, *Pholiota destruens*, *Armillaria mellea*, *Hypholoma fasciculare*, *H. sublateritium*, *Stropharia æruginosa*, *Cortinarius violaceus*, *Coprinus fucescens*.

Tous proviennent des environs de Paris, bois de Vincennes et de Meudon, et surtout bois de la Grange, entre le 20 octobre et le 27 novembre.

Cette période a été généralement pluvieuse; nous n'avons pas vu que les jours relativement beaux ou mauvais précédant ou accompagnant la récolte influencent manifestement les résultats; d'autre part, les différences spécifiques sont douteuses; si elles existent, elles ne pourraient être mises en évidence que par une série beaucoup plus nombreuse; encore faudrait-il faire la part du substratum, qui doit jouer un rôle important. Quoi qu'il en soit, nous traitons, en première approximation, toutes nos récoltes comme une seule série, mettant seulement à part les individus jeunes, qui nous ont paru présenter une concentration plus élevée. Les chapeaux ont été analysés à part des pieds.

Les chiffres peuvent se résumer de la façon suivante. Conformément à l'usage, nous notons Δ l'abaissement, en degrés centigrades, du point de congélation, et K la conductivité spécifique, exprimée ici en millièmes de réciproque d'ohm, à 15°.

Adultes. — Chapeaux : Δ, de 0,26 à 0,54, moyenne 0,39; K, de 5,1 à 13,4, moyenne 8,2. Pieds : Δ, de 0,34 à 0,63, moyenne 0,45; K, de 5,2 à 13,0, moyenne 7,9.

Jeunes. — Chapeaux : Δ, de 0,28 à 0,74, moyenne 0,43; K, de 6,2 à 14,3, moyenne 8,15. Pieds (2 lots seulement) : Δ, 0,46 et 0,90, moyenne 0,67; K, de 7,6 et 13,3, moyenne 10,45.

Ces champignons sauvages présentent ainsi une concentration faible par rapport aux autres végétaux aériens; c'est, en général, l'ordre de grandeur de la concentration chez les algues d'eau douce.

Un point particulier, auquel nous attachons une grande importance physiologique, est la différence entre le pied et le chapeau. Le Δ du pied est

plus grand que le Δ du chapeau (lamelles comprises), tandis que le K est plus petit, ou, tout au moins, le rapport de K au Δ est plus petit. C'est-à-dire que la concentration totale du suc cellulaire est plus grande dans le pied, mais que les électrolytes constituent une fraction moindre des substances dissoutes. Cette différence est tout à fait systématique; nous l'avons constatée pour tous les cas individuels, sauf un, dans la comparaison directe du pied au chapeau correspondant.

Le phénomène est bien plus marqué si l'on analyse à part les lamelles comme nous avons pu le faire sur un lot de *Clytocybe nebularis*. Les chiffres ont alors été les suivants :

	Δ.	K.10³.
Stipe	0,60	7,7
Chapeau sans les lamelles	0,52	7,6
Lamelles	0,48	9,0

Nous avons repris nos mesures sur des champignons cultivés en galeries souterraines. Nous avons laissé, après une récolte, les champignons se développer librement pendant une semaine et nous avons eu ainsi tous les âges et toutes les tailles.

Voici les résultats obtenus :

Jeunes (bords du chapeau encore adhérents au stipe). — Chapeaux : Δ = 0,76; K = 9,3; pieds : Δ = 1,06; K = 10,8.

Moyens (déhiscence du voile laissant apparaître les lamelles roses). — Chapeaux : Δ = 0,66; K = 10,5; pieds : Δ = 0,84; K = 9,6.

Mûrs (chapeaux presque plans, lamelles brunes). — Lamelles : Δ = 0,63; K = 9,5; chair des chapeaux, sans lamelles : Δ = 0,87; K = 10,9; pieds : Δ = 1,19; K = 14,2.

Ces chiffres, obtenus sur des plantes ayant poussé dans des conditions identiques à l'abri des perturbations atmosphériques, confirment entièrement les résultats fournis par les champignons sauvages dans leurs conditions indéterminées. Toutes les concentrations sont ici plus élevées, en raison sans doute de la grande richesse du substratum nutritif, mais les relations entre les diverses valeurs sont analogues.

Si nous considérons en particulier les lamelles, c'est-à-dire l'hymenium (avec son hyménophore), nous voyons que ce tissu différencié possède dans ses cellules un suc de composition spéciale, avec une pression osmotique *moindre* que les cellules du péridium qui le supporte et le rattache à la terre nourricière. Ce n'est donc pas par le jeu de l'osmose que lui parvient l'eau dont il se gorge dans sa croissance si rapide. La théorie osmotique des

échanges cellulaires se trouve une fois de plus en défaut. Il y a quelques années, nous montrions les algues marines pompant des sels contre la pression osmotique; il semble que, en sens inverse, l'hyménium des champignons pompe de l'eau contre cette même pression.

EMBRYOGÉNIE EXPÉRIMENTALE. — *La surmaturation ovulaire influe-t-elle sur l'origine des gonocytes primaires chez* Rana temporaria *L.*? Note [1] de M. **L. Bounoure**, présentée par M. L. Bouvier.

Parmi les auteurs qui ont vu les premières cellules germinales, chez les Batraciens, sortir de l'endoderme, il en est pour qui ce mode d'origine n'est pas constant, nécessaire, mais lié à certaines conditions de maturation optima réalisées par l'ovule lors de la fécondation. Chez *Rana esculenta*, d'après Kuschakewitsch (1910), et chez *R. temporaria*, d'après Witchi (1914), les embryons issus d'œufs surmatures (c'est-à-dire fécondés artificiellement avec un certain retard) ne présenteraient point les gonocytes primaires typiques que l'on voit dans les embryons normaux, et il se constituerait alors, au bord interne des lames latérales, une gonade d'origine mésodermique, ce mode de développement devant aboutir à la formation exclusive d'individus mâles.

Disons tout de suite que la Grenouille, en raison de son mode de ponte, se prête fort mal, selon nous, à toute expérience rigoureuse sur la surmaturation ovulaire. La femelle accouplée pond tous ses ovules en un seul gros paquet très rapidement expulsé, et malgré une attentive surveillance exercée sur de nombreux couples, nous n'avons jamais pu intervenir assez vite pour interrompre la ponte déclenchée et déterminer ainsi, pour une partie des ovules, une surmaturation utérine *à point de départ exactement connu*. Au reste, nous avons été frappé de l'imprécision des auteurs en ce qui concerne les conditions de leurs expériences. Nous avons tenu néanmoins à effectuer, sur la Grenouille même, une vérification des faits allégués, et nous avons institué, à ce sujet, les expériences suivantes :

I. *Surmaturation* in vivo. — *a*. On peut observer, pour des Grenouilles capturées en accouplement au même endroit et le même jour et gardées peu de temps en captivité dans des conditions identiques, que la ponte s'effectue, pour les différents couples, à des dates très voisines, s'espaçant par exemple sur 4 ou 5 jours au maximum. Après avoir laissé la moitié des couples environ effectuer leur ponte, ce qui permet

(1) Séance du 31 janvier 1927.

de conclure à l'imminence probable de la ponte pour les autres, on disjoint ceux-ci et on isole chaque femelle. Plus tard on pratique la fécondation artificielle des ovules extraits de l'utérus : ainsi avons-nous fait pour des femelles isolées depuis 7, 8, 9 et 12 jours. La surmaturation des ovules, dans de tels cas, est très probable, mais on ne peut l'évaluer avec certitude, ne connaissant point la date où se serait produite normalement la ponte de la femelle accouplée.

b. Nous avons mis à profit un cas exceptionnel de ponte spontanément interrompue : une femelle accouplée expulse un petit paquet d'œufs, puis s'arrête; isolée du mâle, elle rejette encore un certain nombre d'ovules. Elle est sacrifiée quelques heures plus tard, et les ovules recueillis dans l'utérus droit (le gauche étant vide) sont fécondés avec 24 heures de retard par rapport à la première ponte : tous les embryons se développent normalement.

Dans un autre cas semblable, l'application d'une ligature de caoutchouc enserrant les lombes de la femelle, nous a permis de prolonger pendant 30 heures la stase ovulaire dans l'utérus; mais les œufs fécondés avec un tel retard n'ont pu dépasser les premiers stades de la segmentation.

II. *Surmaturation* in vitro. — La possibilité d'une fécondation effective, d'une segmentation normale, ou encore d'un développement parthénogénétique a permis de reconnaître [1] que des ovules immatures de Grenouille pouvaient achever leur maturation *in vitro* à l'air humide et à la température du laboratoire, en un laps de temps de 20 à 30 heures. Au delà de ce temps, il est logique de penser que se produit une surmaturation; on la réalise de la façon suivante :

Les ovules d'une femelle, prélevés dans l'utérus, sont répartis en plusieurs lots : l'un d'eux est fécondé immédiatement et sert de témoin; les autres, placés en chambre humide, sont fécondés avec un retard plus ou moins long : 24, 32, 48, 72 heures à 18-20°, ou 48, 52, 72, 86, 96, 120 heures à 8-10°. Le développement, dans tous ces cas, a été parfaitement normal.

Résultats. — Dans les nombreux embryons provenant de ces divers types d'expériences, les gonocytes primaires, toujours présents, nous ont constamment montré le mode d'origine, l'évolution générale et les caractères morphologiques que nous avons déjà décrits chez les animaux issus de ponte normale et de fécondation naturelle [2].

Tout au plus avons-nous constaté un léger retard dans les phénomènes d'isolement et de formation du cordon génital impair. Tandis que, dans le développement normal, ce cordon est généralement constitué au stade de 9^{mm}, nous avons observé, entre autres, un embryon de 9^{mm},3, provenant d'une femelle séparée du mâle pendant 7 jours, chez lequel tous les gonocytes se trouvaient encore en situation plus ou moins profonde dans l'endoderme, et cheminaient parmi les cellules vitellines pour gagner le lieu de

---

(1) H. Barthélemy, *Comptes rendus*, 175, 1922, p. 1102.

(2) L. Bounoure, *Ann. Sc. nat.*, 10e série, 8, 1925, p. 201-278.

formation de la première ébauche génitale. Preuve supplémentaire que les conditions qui nous ont servi à réaliser une surmaturation ovulaire ne modifient en rien l'existence, le lieu d'origine, ni l'apparition des gonocytes primaires chez *Rana temporaria*.

BIONOMIE MARINE. — *Sur la limite supérieure de répartition de divers organismes, en eau très calme.* Note de M. **Édouard Fischer**, présentée par M. L. Mangin.

Lorsqu'on étudie la répartition verticale des êtres vivants de la zone des marées, dans le domaine tout à fait calme que constitue la Rance à une distance suffisante de l'embouchure, on remarque l'existence d'un niveau bien tranché où s'arrêtent nombre d'espèces animales et végétales.

Sur une paroi rocheuse dépourvue d'algues existent de très nombreux *Balanus balanoides*, espèce fort importante en cette région, accompagnés de *Chtamalus stellatus* et de *Patella vulgata* plus clairsemés. Une ligne très nette marque la limite supérieure de cette association. Si l'on passe de là à une paroi couverte d'algues, on constate que la ligne précédente, prolongée, arriverait juste dans la zone, très étroite et bien connue, où se trouvent les limites supérieures de plusieurs algues : *Fucus platycarpus*, *Ascophyllum nodosum, Fucus vesiculosus* et *serratus*. Les *Pelvetia* surmontent largement ce niveau. A Port Saint-Jean, par exemple, les *Fucus serratus* et *vesiculosus* remontent jusqu'à $8^m,85$, les *Ascophyllum* à $8^m,95$, l'association des Balanes à 9^m, les *Fucus platycarpus* à $9^m,20$ (les *Pelvetia* à $10^m,20$).

Quelle peut être la signification d'un pareil groupement de limites dans un intervalle de quelques décimètres seulement? Si l'on fait des observations au moment des pleines mers de morte-eau, on constate que le niveau atteint par l'eau est dans le voisinage de la zone bionomique en question. En 1926, le niveau moyen des pleines mers de morte-eau a été de $9^m,23$ et le minimum de $8^m,20$. C'est-à-dire que les espèces citées ne s'écartent guère du domaine qui subit une immersion biquotidienne. Le niveau où atteignent les *Fucus vesiculosus* n'a été laissé à sec, d'après l'Annuaire, qu'à 27 marées sur les 705 marées de 1926; pour les *Ascophyllum* et les Balanes, on trouve 37; pour les *Fucus platycarpus*, 77 : ce qui ne fait encore qu'une marée sur 9 (régime très différent de celui que subissent les *Pelvetia*, qui peuvent rester à sec pendant une semaine sur deux). Il y a

donc une coïncidence assez remarquable entre la zone hypsométrique où se produit un important changement dans le régime d'humidité, et la zone bionomique où se trouvent les limites de nombreux organismes. Je suis tenté de croire à une relation de cause à effet.

La chose n'est pas entièrement nouvelle en ce qui concerne les algues. S'il est vrai d'après Pruvot que le niveau des *Fucus* n'accuse « aucune relation suivie avec les courbes des marées », par contre de Beauchamp a toujours parlé d'un certain voisinage avec le niveau moyen des pleines mers de morte-eau, mais avec des écarts atteignant facilement un huitième de l'amplitude maxima des marées. Ces résultats ne sont pas en contradiction avec les miens, qui ne sont vrais que dans certaines conditions où les auteurs précédents ne s'étaient pas trouvés placés.

En effet, les mesures données ne sont tout à fait exactes que pour des conditions bien définies : en eau tout à fait calme, sur une paroi exposée au Nord, verticale, dépourvue d'anfractuosités, sans vase, devant une faible étendue d'eau (défilé de Port Saint-Jean; couloirs des écluses du port de Saint-Malo). Tout ce qui influe sur l'humidité les modifie dans de fortes proportions. L'exposition au Midi abaisse les limites supérieures; par contre elles sont relevées par une foule de circonstances : il suffit que le substratum soit incliné, ce qui permet un contact plus étroit avec les algues; qu'il présente des anfractuosités; qu'il soit enduit de vase; qu'une grande étendue d'eau permette aux vents de créer de l'embrun; que le voisinage d'une chute d'eau de mer (moulin à marées) charge l'air d'humidité. Un exemple schématique est donné par les algues du port de Saint-Malo. Elles se tiennent aux niveaux indiqués ci-dessus, dans les couloirs d'écluses et autres points très abrités. Mais les niveaux s'élèvent d'autant plus que l'on s'avance vers la région des quais située en face de l'entrée, par où pénètrent les vents et les vagues, ces dernières très atténuées d'ailleurs. En cet endroit, les *Ascophyllum* atteignent $9^m,70$, les *Fucus platycarpus* $10^m,30$, les *Chtamalus* 11^m (les *Pelvetia* $10^m,90$). Je n'ai pas encore poursuivi ces mesures sur le littoral, où le choc des vagues intervient avec plus de violence : on sait, par les mesures que Pruvot a faites à Roscoff, que là, si les Patelles et les Chtamales poursuivent leur ascension, les algues au contraire disparaissent plus ou moins.

Pour s'en tenir au domaine où n'interviennent que des vagues très amorties, on peut imaginer que leur effet, et surtout celui de l'embrun, est d'entretenir, de plus en plus haut, un régime d'humidité équivalent, pour chaque espèce, à une immersion biquotidienne.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la composition des peptones.*
Note de M. A. **Blanchetière**, présentée par M. A. Desgrez.

On sait que les acides aminés peuvent donner naissance à deux sortes d'anhydrides :

$$\begin{matrix} R-CH-COOH \\ | \\ NH^2 \\ COOH-CH-R' \\ | \\ NH^2 \end{matrix} = H^2O + \begin{matrix} R-CH-COOH \\ | \\ NH \\ CO-CH-R' \\ | \\ NH^2 \end{matrix}$$

(I). Peptide.

et

$$\begin{matrix} R-CH-COOH \\ | \\ NH^2 \quad NH^2 \\ | \\ COOH-CH-R' \end{matrix} = 2H^2O + \begin{matrix} R-CH-CO \\ | \quad\quad | \\ NH \quad NH \\ | \quad\quad | \\ CO-CH-R' \end{matrix}$$

(II). Diacipipérazine.

dont le premier est un peptide, et le second une diacipipérazine, corps cyclique ne possédant plus ni groupe aminé, ni carboxyle libre.

Des raisons, que j'ai exposées dans une Conférence faite devant la Société de Chimie biologique (1), portent à penser que, conformément à une opinion émise par E. Fischer (2) lui-même, les diacipipérazines font partie intégrante de la molécule protéique. Toutefois, on ignore absolument quelle peut y être leur importance quantitative.

Abderhalden et ses collaborateurs (3), ainsi que Graves, Marshall et Eckweiller (4), n'en trouvent que de très petites quantités, tandis que Sadikof (5) prétend que l'hydrolyse ménagée des protides fournit presque uniquement des diacipipérazines.

Pour étudier cette question, j'ai d'abord établi une technique précise de

(1) A. Blanchetière, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 7, 1925, p. 218-330.

(2) E. Fischer, *Untersuchungen über aminosäuren, Polyptide und Proteine*, 1, 1899-1906.

(3) E. Abderhalden, E. Klarmann et E. Schwab, *Zeit. physiol. Chem.*, 135, 1924, p. 180-187 et 199-202.

(4) S. S. Graves, J. T. W. Marshall et H. W. Eckweiller, *Journ. Am. Chem. Soc.*, 39, 1917, p. 112-114.

(5) W. S. Sadikof, *Biochem. Zeit.*, 136, 1923, p. 238-240; 143, 1923, p. 492-511.

séparation et de dosage de ces corps [1]. J'utilise pour cela la formation de dérivés carbaminés

$$\begin{matrix} R-CH-COOH \\ | \\ NH^2 \end{matrix} + \begin{matrix} HO \\ | \\ CO-OH \end{matrix} + \begin{matrix} OH \\ | \\ HO-Ba \end{matrix} = 3H^2O + \begin{matrix} R-CH-CO \\ | \quad\quad | \\ NH \quad\quad O \\ | \quad\quad | \\ CO-O-Ba \end{matrix}$$

et l'insolubilité de ces composés dans les mélanges d'eau et d'acétone. Les amino-acides, les peptides et les protides sont ainsi précipités, tandis que les diacipipérazines restent en solution et peuvent y être déterminées par la méthode de Kjeldahl. Sur des mélanges de produits synthétiques, cette méthode a fourni des résultats satisfaisants. Je l'ai alors appliquée à quelques échantillons de peptones commerciales avec les résultats suivants :

Échantillons (Nos).	Nature de la peptone.	N. total.	N diacipipérazique. 1.	2.	Pour 100 de N diacipipérazique. 1.	2.
1.........	Trypsique	13,7	3,76	3,99	27,4	29,1
2.........	»	12,76	2,39	–	18,73	–
3.........	»	12,73	1,82	–	14,25	–
4.........	Pepsique	13,44	3,19	3,08	23,7	22,9
5.........	Trypsique	13,43	3,88	–	28,8	–
6.........	»	13,5	2,88	–	21,4	–
7.........	Pepsique	13,04	4,35	4,36	33,32	33,4
8.........	Trypsique	13,43	2,34	2,55	17,4	18,9

on voit que l'hydrolyse fermentaire fournit de notables quantités de diacipipérazines, quel que soit le ferment utilisé.

Les substances solubles dans le liquide hydroacétonique sont bien des diacipipérazines, car :

1° Le liquide restant après séparation du précipité barytique et élimination de l'acétone ne dissout plus l'hydrate de Cu comme le font les amino-acides, les peptides et les protides;

2° Ce même liquide, soumis pendant un temps suffisant à l'action de la soude normale, donne une solution qui fournit une belle réaction du biuret.

Le premier de ces essais démontre, outre l'absence d'amino-acides et de peptides, celle de la proline. Ce dérivé pyrrolidique, de par sa constitu-

(1) A. Blanchetière, *Bull. Soc. chim.*, 4e série, 41, 1927, p. 101-110.

tion, semble devoir échapper, en effet, à la condensation carbamique, et, eu égard à sa solubilité dans les solvants neutres, devrait se retrouver dans la solution hydroacétonique; mais il donnerait un fort beau complexe de proline cuivrique, peu soluble et n'échapperait donc pas à ce mode de contrôle.

Le second essai prouve que les substances restées en dissolution sont hydrolysées par les alcalis avec formation de corps biurétiques qui ne sauraient être que des peptides. Ces substances sont d'ailleurs, en grande partie au moins, parfaitement cristallines, J'en fais une étude détaillée.

CHIMIE PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Sur le potentiel apparent des solutions de sucres réducteurs*. Note [1] de MM. **E. Aubel**, **L. Genevois** et **R. Wurmser**, présentée par M. Henneguy.

Pour comprendre les réactions d'oxydo-réduction qui se poursuivent dans les cellules, il est désirable de connaître les potentiels, apparents ou réels, qui peuvent être obtenus au sein de solutions diverses, spécialement des hydrates de carbone qui constituent une des plus importantes réserves réductrices des organismes.

On sait qu'une solution de lévulose en milieu phosphaté, neutre ou alcalin, consomme l'oxygène dissous : si le renouvellement de ce gaz est empêché ou suffisamment lent, la solution réduit la thionine [2] et le bleu de méthylène [3]. On constate que les divers colorants peuvent être classés en deux groupes suivant qu'ils sont ou non réduits dans les mêmes conditions. Le tableau suivant donne en outre les potentiels d'oxydo-réduction de ces colorants [4].

---

(1) Séance du 31 janvier 1927.

(2) E. Aubel et L. Genevois, *Sur l'oxydation du lévulose en absence d'oxygène gazeux* (Séance du 6 mai 1926 de la *Soc. Sc. phys.* Bordeaux).

(3) G. Blix, *Sk. Arch. f. Phys.*, 47, 1927, p. 22.

(4) Les potentiels indiqués par une astérisque sont dus à M. Clark et ses collaborateurs.

Colorants.	Potentiel en volt à pH 7,5.	
*Thionine	+0,045	Réduits en quelques heures à 20°
*Bleu de méthylène	—0,005	
Bleu de toluidine	—0,005	
Vert Janus (bleu → rose)	—0,035	
*Tétrasulfonate d'indigo	—0,070	
Bleu de Nil	—0,080	
*Disulfonate d'indigo	—0,150	
Phénosafranine	—0,230	Non réduits après 3 mois à 20°
Vert Janus (décoloration)	—0,275	
Rouge neutre	—0,320	
Safranine V. E.	—0,350	

Nous avons d'autre part suivi la réaction qui se passe au sein des solutions en mesurant le potentiel d'une électrode de platine plongée dans le liquide. Ce potentiel tend vers une valeur limite indépendante entre 1 et 10^g pour 1000 de la concentration en lévulose et en phosphate et de la présence ou non du colorant. Il varie avec le pH, et aussi avec la concentration initiale en oxygène, mais il n'est jamais inférieur à —0,180 volt pour pH 7,5. Cette valeur limite obtenue électrométriquement en l'absence de colorant est bien comprise dans le domaine des potentiels prévu d'après les expériences réalisées avec les colorants.

L'établissement de ce potentiel dure à 20° un temps, plus ou moins long suivant la concentration en ions OH, de l'ordre d'une douzaine d'heures à pH 7,5. Le coefficient de température de la vitesse des réactions qui déterminent ce potentiel est d'environ 2,5, entre 20 et 40°.

Nous avons effectué également des mesures électrométriques sur des solutions de divers sucres à la température de 80°. Les réactions qui se produisent alors diffèrent sans doute non seulement par leur vitesse, mais par leur nature de celles qui se font à 20°. Le potentiel d'une solution de lévulose s'établit à 80° en deux ou trois heures, à —0,260 volt pour pH 8,2. Dans les mêmes conditions de température et de pH, le glucose donne un potentiel de —0,400 volt, le lactose de —0,325 volt, et le galactose de —0,235 volt. Mais les courbes qui représentent les variations du potentiel avant que soit atteinte la valeur limite n'ont pas la même allure pour les différents sucres et révèlent des stades de réactions successives.

La signification physique de ces potentiels sera discutée ultérieurement. Au point de vue du chimisme cellulaire, il est intéressant de remarquer que le potentiel du lévulose à 20°, par exemple, est compris dans le domaine

d'oxydo-réduction des cellules en anaérobiose ($6 < rH < 9$, d'après les mesures de J. et D. M. Needham). Un potentiel plus bas n'a été signalé jusqu'ici que dans les fermentations bactériennes, soit que les microorganismes parviennent à pousser plus loin la consommation de l'oxygène encore présent dans le milieu, soit que le clivage de la molécule soit différent dès l'origine. Le potentiel limite que nous avons déterminé pour le lévulose à 20° est un peu inférieur au potentiel d'équilibre du système cystine-cystéine (— 0,145 volt à pH 8,5) trouvé par Dixon et Quastel. Ce potentiel suffit déjà, d'après Knoop, et conformément aux prévisions thermodynamiques qui ont été établies par ailleurs ([1]), pour engendrer la formation quantitative des aminoacides aux dépens des acides α-cétoniques et de l'ammoniaque.

BACTÉRIOLOGIE. — *Toxines diphtériques donnant naissance à un Bacille diphtérimorphe.* Note de M. **Paul Hauduroy**, présentée par M. Charles Richet.

Dans toute une série de travaux publiés depuis trois ans, j'ai attiré l'attention sur les formes filtrantes de microbes tels que les B. typhiques, paratyphiques, dysentériques, J'ai montré qu'il était possible de les obtenir à volonté au laboratoire, qu'on pouvait aussi les trouver dans la nature et dans l'organisme des malades ou des convalescents. Ces formes, inconnues jusqu'ici, sur la nature intime desquelles nous ne savons rien, font probablement partie d'un cycle évolutif des bactéries, sont invisibles à un moment donné de leur évolution, peuvent traverser les bougies de porcelaine et reconstituent peu à peu le microbe normal dont elles proviennent. Vaudremer par ailleurs, Bezançon et moi-même avons montré qu'il était possible de trouver certaines souches de bacilles tuberculeux capables de donner des formes filtrantes.

Tous ces faits ont été contrôlés ou généralisés par différents expérimentateurs (Ramsine, formes filtrantes du bacille pesteux; Calmette, Valtis, Arloing, Dufourt; formes filtrantes du bacille de Koch).

J'ai pu récemment mettre en évidence des formes microbiennes filtrantes

---

([1]) R. Wurmser, *C. R. Soc. Biol.*, 93, 1925, p. 1478.

provenant probablement du B. diphtérique, en *partant de la toxine produite par ce microbe.*

Une dizaine de centimètres cubes de toxine diphtérique avait été conservée au laboratoire, à l'obscurité, en tube scellé, pendant deux ans. A ce moment, la toxine était parfaitement limpide. Mais, en agitant le tube, on voyait s'élever du fond de petits grains qui se sédimentaient à nouveau si on laissait reposer le tube. J'ensemençais ce liquide à la surface d'une boîte de Petri contenant de la gélose lactosée tournesolée, milieu que je savais être le plus favorable à la culture des formes filtrantes. Après 24 heures d'étuve à 37°, apparut un simple dépoli, extrêmement fin, visible seulement en regardant latéralement la surface du milieu et ne ressemblant en rien à une culture. Ce dépoli fut soigneusement prélevé dans un peu d'eau peptonée, et l'émulsion ensemencée à nouveau sur une boîte de gélose lactosée tournesolée. Un dépoli apparut après 24 heures qui fut repiqué à son tour. Au cinquième passage, j'aboutis à une culture bien visible, nette, abondante, repiquable dans tous les milieux et formée de microbes ayant les caractères morphologiques du bacille diphtérique. L'examen microscopique montre qu'il s'agit d'un bacille de 3 à 5μ de long, se colorant par la méthode de Gram et formant des groupements en V, en Y, en palissades. Ce microbe pousse dans le bouillon Martin sans troubler le milieu, donne un voile, pousse dans la gélose Veillon en profondeur, ne coagule pas le lait, ne liquéfie pas la gélatine, fait fermenter le glucose et le lévulose, ne fait pas fermenter le saccharose. Pourtant *il ne possède aucun pouvoir pathogène pour le cobaye.*

Le microbe ainsi trouvé possède donc les principaux caractères biologiques du bacille de Lœffler, la toxicité exceptée. J'ajouterai que la toxine, ensemencée directement en bouillon, n'a donné lieu à aucune culture visible après plusieurs mois de séjour à l'étuve.

J'ai repris ces essais en partant de 4 toxines, provenant de fabrications différentes, qui avaient été filtrées. Elles étaient âgées en moyenne d'une quinzaine de jours quand je les ensemençai.

L'ensemencement de ces toxines sur gélose lactosée tournesolée (toxines refiltrées sur Chamberland L-3) donna naissance à un dépoli semblable à ceux que j'avais vus dans mes premiers essais. Après une série de repiquages (5 à 10) j'aboutis à des germes ayant les caractères suivants : bacilles de 3 à 5$^{\mu}$ de longueur se colorant par la méthode de Gram, groupés comme le bacille diphtérique, possédant des granulations, immobiles, donnant un voile ou une collerette en bouillon, le troublant parfois d'une façon uniforme (1 cas), ne coagulant pas le lait, faisant fermenter le lévulose et le glucose, ne faisant pas fermenter la mannite et le saccharose, donnant sur sérum coagulé des colonies blanc grisâtre et enfin n'ayant poussé ni en profondeur, ni en surface dans la gélose de Veillon, et ne possédant aucun pouvoir pathogène pour le cobaye.

J'ajouterai qu'il est possible de suivre au microscope la formation de ces bacilles.

les premières cultures apparues sur gélose lactosée tournesolée sont formées de grains isolés, puis ces grains s'accolent deux par deux, forment des bacilles moniliformes et enfin de véritables bacilles, dont le protoplasma paraît homogène.

La multiplicité des expériences, les précautions prises, la constance des résultats obtenus, la connaissance que nous avons des formes filtrantes d'autres microbes me font conclure que les germes trouvés proviennent bien des bacilles de Lœffler qui ont servi à préparer la toxine.

Quels sont les rapports de ces formes avec la toxine diphtérique ? Voisinent-elles avec elle ? Ou la toxine diphtérique n'est-elle que la forme invisible des formes filtrantes du bacille de Lœffler ? Peut-on faire récupérer à ces formes filtrantes un pouvoir pathogène ? Autant de questions qu'on est en droit de se poser et que je m'efforcerai de résoudre.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Action du bismuth sur l'ictère hémorragique.* Note [1] de MM. **R. Sazerac, Hirosi Nakamura** et Mme **M. Kitchevatz**, présentée par M. Roux.

Étant donné le pouvoir curatif manifeste du bismuth vis-à-vis de certaines spirochétoses, humaines ou animales, nous avons pensé qu'il y avait quelque intérêt à étudier l'action du même élément sur l'ictère hémorragique, dont l'agent infectieux est un spirochète, le *Spirochæta icterohemorragiæ*. Nous avons eu à notre disposition des cultures de ce spirochète capables de tuer le cobaye dans le délai de 5 à 8 jours. Nous avons d'abord effectué des essais de traitement préventif dont voici un exemple typique :

Douze cobayes ont été inoculés, sous la peau, à raison de 1^{cm^3} de culture par 100^g d'animal. Quelques instants après l'inoculation, quatre de ces animaux ont reçu, en injection sous-cutanée, 0 ,01 par 100^g d'animal de tartrobismuthate de sodium en solution aqueuse à 1 pour 100. Les autres ont reçu, par la même voie, $0^g,005$ seulement par 100^g du composé bismuthique; quatre des cobayes inoculés ont été conservés comme témoins. Tous les témoins sont morts avec les symptômes de l'ictère hémorragique dans le délai de 6 à 8 jours après l'inoculation. Le foie de ces animaux renfermait de nombreux spirochètes. Par contre, les animaux traités par le bismuth ont résisté à l'infection et, un mois après l'inoculation, sept d'entre eux survivaient encore, sans aucun symptôme morbide. Un seul avait succombé le vingtième jour à une affection différente de l'ictère hémorragique.

D'autre part nous avons entrepris des essais de traitement curatif sur des animaux inoculés depuis un certain temps.

---

[1] Séance du 7 février 1927.

Dans une première expérience, le traitement par le bismuth a été fait deux jours après l'inoculation. A cette date, le spirochète a déjà commencé à envahir l'organisme, car les cobayes neufs inoculés avec le sang d'un cobaye infecté depuis 48 heures meurent en présentant les symptômes de l'ictère hémorragique; 9 cobayes ont reçu chacun 1^{cm^3} de culture en injection sous-cutanée, 4 de ces animaux ont été traités à raison de $0^g,01$ de tartrobismuthate de sodium par 100^g d'animal, 3 ont reçu $0^g,005$ seulement, par 100^g, du même produit; 2 des animaux infectés ont été conservés comme témoins. Ces témoins sont morts respectivement le cinquième et le sixième jour après l'inoculation, avec tous les symptômes de l'ictère hémorragique. Tous les animaux traités par le bismuth ont survécu et ne présentaient aucun symptôme de la maladie en question, 18 jours après l'infection.

Au cours d'un deuxième essai analogue au précédent, nous avons effectué le traitement par le bismuth 3 jours après l'inoculation du virus. Les cobayes conservés comme témoins sont morts avec les symptômes caractéristiques de la maladie dans le délai de 5 à 6 jours après l'inoculation. Tous les animaux traités par le bismuth ont résisté à l'infection.

Un troisième essai de traitement curatif a été entrepris 4 jours après l'infection. Tous les cobayes conservés comme témoins ont succombé, avec les symptômes de l'ictère hémorragique, dans le délai de 5 à 6 jours après l'inoculation. Sur 6 cobayes inoculés et traités par le bismuth, 5 sont morts en présentant les symptômes de l'ictère hémorragique. Un autre survivait encore sans symptôme morbide, 25 jours après l'inoculation. Il est intéressant de noter que le foie des cobayes traités par le bismuth et morts ne renfermait pas de spirochètes. Le résultat de ce dernier essai, moins satisfaisant que les données des précédentes expériences, n'a pas lieu de surprendre, étant donné que l'intervention thérapeutique effectuée le quatrième jour, est déjà bien proche du terme fatal de la maladie, bon nombre d'animaux inoculés et non traités succombent dès le cinquième jour après l'inoculation.

De l'ensemble de ces données il résulte :

1° Que le bismuth possède une action préventive remarquable vis-à-vis de l'infection par le *Spirochæta icterohemorragiæ*, chez le cobaye;

2° Que le même élément exerce un effet curatif important au cours de l'évolution de l'ictère hémorragique chez le cobaye, tout au moins pendant les trois premiers jours qui suivent l'infection, dans les conditions où nous avons opéré, et, parfois même, à un stade plus avancé de la maladie.

Les résultats que nous venons de signaler nous semblent assez encourageants pour permettre d'entreprendre, chez l'homme, des tentatives de traitement de l'ictère hémorragique par le bismuth.

La séance est levée à 16^h15^m.

E. P.